BIDRAG TILL FRÅGAN OM

FOTOGRAFISK FOTOMETRI

AKADEMISK AFHANDLING

AF

ARVID ODENCRANTS

UPPSALA 1915
ALMQVIST & WIKSELLS BOKTRYCKERI-A.-B.

BIDRAG TILL FRÅGAN OM

FOTOGRAFISK FOTOMETRI

AKADEMISK AFHANDLING

SOM MED TILLSTÅND AF

VIDTBERÖMDA FILOSOFISKA FAKULTETENS

I UPPSALA

MATEMATISK-NATURVETENSKAPLIGA SEKTION

FÖR FILOSOFISKA DOKTORSGRADENS VINNANDE

TILL OFFENTLIG GRANSKNING FRAMSTÄLLES

AF

ARVID ODENCRANTS

FILOSOFIE LICENTIAT AF SMÅLANDS NATION

Å FYSISKA LÄROSALEN

LÖRDAGEN DEN 24 APRIL KL. 10 F. M.

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

UPPSALA 1915

ALMQVIST & WIKSELLS BOKTRYCKERI-A.-B.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41523708_0039

INNEHÅLL

Sid.

Inledning 1

I. Fotografisk fotometri.

A. Historik 8

1. Kontinuerliga tidsskalor 9
2. Intensitetsskalor 11
3. Intermittenta tidsskalor 19
4. Resultat rörande svärtningskurvans form i allmänhet m. m. . 25
5. Intensitetsförsvagningen 31
6. Intermittensförsvagningen 44

B. Egna undersökningar.

1. Tidigare försök 52
2. Arbetsmetod 57
3. Plåtarnas beräkning 78
4. Ett observationsprotokoll 88
5. Resultat 100
6. Den latenta bildens natur 113

II. Luminescensundersökningar.

1. Historik 119
2. Arbetsmetod 131
3. Ett observationsprotokoll 140
4. Resultat 146

III. Sammanfattning 154

Inledning.

Fotometri var, som af namnet antydes, i början uteslutande bestämning af intensiteten hos ljus, d. v. s. af ögat uppfattbar strålning. Då senare "kemiska" och "värmestrålar" upptäcktes, utarbetades för dessa särskilda metoder, som sedan, när enhetligheten emellan dem och synligt ljus klarlagts, mer och mer utbildats till användbarhet för större områden, karaktäriserade af vidt skilda våglängder. Ordet fotometri är således ej riktigt; aktinometri vore bättre, men har blifvit föga använd; då i det följande ordet fotometri användes, inlägges däri betydelsen af intensitetsmätning, utförd på en strålning, hvilken som helst.

Ur en synpunkt kunna de härvid använda metoderna uppdelas i subjektiva och objektiva — de förra sådana, där observatorn har att med ögat utföra en mätning, de senare sådana, där han endast afläser utslaget å ett mätinstrument. Vidare kunna metoderna vara registrerande eller icke.

Under i öfrigt lika omständigheter — då känslighet och noggrannhet äro jämngoda — synas de objektiva metoderna böra äga företräde framför de subjektiva, och likaså de registrerande framför de icke registrerande. Man vinner i det förra fallet att observatorns personliga ekvation elimineras; en faktor, som ej blott varierar från en person till en annan, utan äfven för en och samma person vid olika tillfällen. I det senare fallet åter befrias man från arbetet med observerande under försöket, kan odeladt ägna sin uppmärksamhet åt det fenomen, som undersökes, genom lämpliga anordningar ofta i vida högre grad utnyttja ett kortvarigt sådant och sedan under gynnsammare omständigheter bearbeta de registrerade observationerna.

Så länge fotometrien uteslutande var en ljusmätning användes endast subjektiva metoder. Men snart nog började mätningarna utsträckas såväl till längre som till kortare våglängder. I de förra användes uteslutande objektiva metoder — allra först termometer,

sedan termoelement, bolometer, radiomikrometer och andra dylika apparater. För kortare våglängder åter sökte man länge, genom användandet af fluorescerande ämnen, göra de för det synliga spektrum utarbetade metoderna användbara; men osäkerheten däri tvang snart nog äfven de motvilliga att söka nya vägar.

Redan på daguerreotypiens tid sökte man använda den till bestämmande af strålningsintensiteter; klorsilfverpapperen med direkt synlig svärtning användes äfven för starkare sådana; men det är först bromsilfvergelatinet, med sin större känslighet och hållbarhet, som gjort fotografiens användning som mätande, ej blott som registrerande metod allmän.

På senare tider hafva, i samband med den stora utvecklingen af deras känslighet och noggrannhet, bolometriska, termoelektriska och i synnerhet ljuselektriska metoder jämväl blifvit mycket använda.

Dessa olika metoder, först nödvändiggjorda af ögats oförmåga att uppfatta kortare, resp. längre våglängder, hafva sedan inom det synliga spektrum delvis utträngt de subjektiva.

Bland dem intaga de fotografiska en särställning så till vida, att, under det vid de andra det aflästa eller registrerade utslaget mer eller mindre direkt ger ett mått på det undersökta fenomenet, måste den fotografiska plåten underkastas en ny mätning för att gifva sådana uppgifter. För detta ändamål hafva många olika instrument konstruerats — de flesta subjektiva —, men lofvande och ganska långt hunna försök hafva dock gjorts att därvid använda objektiva metoder — selenceller, termoelement, och nu senast ljuselektriska celler. Härigenom kan äfven evalueringen af fenomenets fotografiska registrering göras oberoende af observatorn.

De fotografiska metoderna hafva således sina fördelar och sina nackdelar gent emot andra. Till de förra måste räknas, att med deras hjälp mera material under en kort tid kan samlas än på något annat sätt, deras stora känslighet och användbarhet under olika försöksomständigheter; till de senare dels nödvändigheten af en andra uppmätning, hvilken afsevärdt ökar arbetet, dels, och i all synnerhet, att så många biomständigheter utöfva inflytande på resultatet.

Till dessa räknas den använda bromsilfveremulsionens känslighet, hvilken ej blott är olika för olika emulsioner, utan jämväl för en och samma emulsion varierar med lagringstiden ända upp till hundratals procent, äfven detta olika, beroende på huru plåtarna förvaras. För i öfrigt lika plåtar synes känsligheten påverkas såväl af fuktighetsgraden vid exponeringen som enligt vissa författare

äfven af temperaturen. Andra anse dock mindre temperaturväxlingar utan inflytande i denna del af arbetet.

Så mycket mera influerar den under den följande. Bromsilfvergelatin visar ju i allmänhet ej någon synlig verkan af belysningen, utan först en följande behandling med lämpliga reduktionsmedel gör denna märkbar i form af utskildt, metalliskt silfver. Naturen af denna "latenta bild" skall ej i detta sammanhang diskuteras; den är mycket omtvistad; nu är frågan, i hvad mån lika stora, latenta verkningar motsvaras af lika mängder utreduceradt silfver.

Det visar sig, att här de mest olika omständigheter spela in. Tiden som förflyter mellan belysning och vidare behandling; det reducerande ämnets beskaffenhet och de andra ämnen, med hvilka det kombineras för framkallning; dennas koncentration, temperatur och inverkningstid; om plåten hela tiden är betäckt af framkallningen eller i fuktigt tillstånd utsättes för oxidation från luften; möjligen sköljningen mellan framkallning och fixering; upptorkningens hastighet; alla dessa omständigheter inverka på slutresultatet, somliga på silfvermängden, andra på dess lagring i gelatinskiktet.

Vill man söka hålla dessa omständigheter konstanta, blir arbetsmetoden ytterst invecklad. De bästa resultaten i denna riktning torde ha nåtts af Sheppard & Mees,[1] men därtill fordrades framkallning under ständig rotation af plåten i termostat, med temperaturafvikelserna hållna $< 0{,}1°$. Sådana metoder äro nödvändiga för vissa slag af undersökningar; men deras tillämpning skulle omöjliggöra en vidsträcktare användning af fotografien till fotometri.

Som en första princip får därför fasthållas att alla exponeringar, som skola jämföras med hvarandra, göras på en och samma plåt; endast då, och om i öfrigt nödiga försiktighetsmått iakttagas, kan man med bibehållande af enkla och praktiska metoder få goda resultat.

Det finnes nämligen äfven andra omständigheter som inverka. De plåtar, som förekomma i handeln, äro ej vidare ideella; gjutna på vanligt glas, som oftast är, om ock svagt, konkavt, visa de växlande tjocklek af emulsionshinnan, hvilket, åtminstone vid starkare belysning, då hela hinnan genomarbetas, kan inverka på resultatet. Lokala oregelbundenheter förekomma äfven, liksom det ofta nog händer att hinnan blir tunnare mot kanterna — hvilka senare äfven af andra orsaker, såsom torkningshastigheten och diffusionen i hinnan af under framkallningen frigjordt bromkalium, ofta visa oregelbundenheter.

[1] S. E. Sheppard & C. E. Kenneth Mees: Zs. wiss. Phot. 2: 303: 1904.

Man bör därför dels, om möjligt, använda på spegelglas gjutna plåtar, dels undvika att använda kanterna för mätning.

Om man så förvissat sig om att, i den mån det är möjligt, lika stora latenta bilder motsvaras af lika stor synlig verkan, återstår ännu frågan om lika stora tillförda ljusmängder = intensitet × tid ($E = it$) motsvaras af lika stor latent inverkan.

En viss belysning E kan gifvas plåten på olika sätt. Intensiteten kan göras stor, tiden liten, och vice versa. Inverkan kan vidare ske i ett, eller stötvis, så att belysningen fördelas på ett antal af pauser skilda belysningsperioder. Frågan är således, om de algebraiskt lika uttrycken

$$E = i \times t = \frac{i}{m} \times mt = i \times n \cdot \frac{t}{n} = \frac{i}{m} \times m\left[n \cdot \frac{t}{n}\right]$$

äfven äro ekvivalenta i afseende på resultatet såsom representerande olika sätt att tillföra belysningsmängden E.

Att så skall vara fallet, har påstått — och väl med rätta för det material de använde — af Bunsen & Roscoe,[1] som uttryckt detta i den äfven efter dem benämnda reciprocitetslagen eller Bunsen-Roscoe's lag

$$it = \text{const.},$$

hvilken dock i de flesta fall ej motsvarar fakta.

Sedan 1897 räknar man i allmänhet i dess ställe med Schwarzschild's lag[2]

$$it^{\vartheta} = \text{const.},$$

där ϑ under vissa omständigheter kan anses konstant, under andra icke, och hvilken, för $\vartheta = 1$, innefattar reciprocitetslagen.

Alla dessa sätt att tillföra energi kunna tänkas förekomma i de fenomen, som med fotografiens hjälp skola fotometriskt undersökas; och frågans besvarande för det ljuskänsliga material som användes är således oundgänglig för att de fotografiska metoderna skola gifva riktiga resultat.

Hittills har som slutresultat i den fotografiska plåten talats om den utreducerade silfvermängden. Dennas bestämmande för en viss på olika sätt tillförd belysningsmängd skulle således gifva svaret på frågan.

[1] Bunsen & Roscoe: Pogg. Ann. 117: 529: 1862.

[2] K. Schwarzschild: Publ. d. v. Kuffnerschen Sternw. V (1897).

Men att analysera olika delar af plåten skulle vara både besvärligt och osäkert, såvida ej mycket stora, jämnt svärtade ytor stode till förfogande. Man har därför i stället mätt absorptionen af någon strålning i den silfret innehållande gelatinhinnan — det blir till stor del snarare en diffusion — och, till en början af fysiologiska skäl, tagit som mått logaritmen för förhållandet mellan infallande och genomgående ljus.

$$S = \log \frac{I_{\text{inf.}}}{I_{\text{genomg.}}}.$$

Senare hafva undersökningar af Hurter & Driffield,[1] Eder,[2] Sheppard & Mees[3] visat, att S är proportionellt mot silfvermängden, ehuru proportionalitetskonstanten kan rätt mycket variera med den använda framkallningen.

Bestämmer man sålunda på ett eller annat sätt förhållandet mellan påfallande och genomgående ljus, så är detta förhållandes logaritm, svärtningen, ett mått på silfvermängden.

Frågan kan således äfven formuleras: gifva på anförda, olika sätt tillförda belysningsmängder samma svärtning eller, om så ej är förhållandet, hvilka faktorer bestämma öfver ekvivalensen?

Vid undersökningen plägar man genom att på det ena eller andra sättet variera i eller t, under det att den andra faktorn hålles konstant, tillföra plåten en serie olika belysningsmängder. Resultatet af en dylik serie ger en svärtningsskala, hvilken utgöres af en serie punkter å kurvan

$$S = F(i, t).$$

Alltefter den parameter häri, som tages till variabel och huru den varieras, får man

kontinuerlig	tidsskala	$S = F(i_0, t)$;
„	intensitetsskala	$S = F(i, t_0)$;
intermittent	tidsskala	$S = F\left(i_0, n \cdot \frac{t}{n}\right)$;
„	intensitetsskala	$S = F\left(i, \frac{n\,t_0}{n}\right)$.

[1] F. Hurter & V. C. Driffield: Journ. Phot. Soc. 1898; Jahrb. 13: 221: 1899.
[2] J. M. Eder: Handb. III: 99.
[3] Sheppard & Mees: Investigations p. 38.

Vore verkan af en viss belysning sådan, att man entydigt hade

$$S = F(E); \qquad E = it;$$

skulle dessa olika skalor öfverensstämma med hvarandra. Så är dock ej förhållandet. En viss belysning ger mindre svärtning, vare sig man minskar intensiteten och proportionsvis ökar tiden, eller tillför den intermittent: än mera naturligtvis om båda dessa inflytanden kombineras. Man har således

$$\begin{aligned} F(i,t) &> F\left[\frac{i}{m}, mt\right]; \\ &> F\left[i, n\frac{t}{n}\right]; \\ &> F\left[\frac{i}{m}, m\left(n\frac{t}{n}\right)\right]. \end{aligned}$$

Af detta följer vidare, att de fyra olika typerna af skalor ej heller kunna vara lika, utan böra mer eller mindre afvika från hvarandra. Då en kontinuerlig tidsskala ger största effekten af en viss belysning, och representerar de enklaste försöksvillkoren, har den valts till normalskala, med hvilken de öfriga jämförts.

De försök, för hvilka i det följande skall redogöras, afse att söka framställa dylika svärtningsskalor af olika typer och genom deras jämförande utröna, huru en fotografisk plåt af viss typ tillgodogör sig på olika sätt tillförd belysning. Metoden har därvid varit att genom lämpliga korrektioner eliminera de olikheter i intensitet och belysning, som för skalornas erhållande voro nödvändiga, så att slutsiffrorna bort sammanfalla, om endast produkten $E = it$ varit den bestämmande; och att, då så ej var fallet, bestämma de kvarstående afvikelserna.

Därvid har jag inskränkt mig till att undersöka sådana variationer af parametrarna, som inrymmas på en skala, belägen inom gränserna för det någorlunda säkert mätbara svärtningsområdet, men i stället sökt erhålla metoder, som tillåta att utnyttja hela denna kurva, i motsats till de — mest tyska — metoder, som ej däraf begagna mer än det jämförelsevis inskränkta och obestämda "området för normal svärtning" eller det, där S är proportionellt mot log E.

Vidare har ej den största precision eftersträfvats, utan en sådan, som är förenlig med resultatens praktiska utnyttjande för foto-

metriskt arbete; med hänsyn därtill har en fotometreringsmetod utarbetats och tillämpats på ett hittills ej undersökt fenomen, afklingningen af genom β- och γ-strålar från *Ra* exciterad luminescens, hvarvid som subjekt valts flusspat.

Till sist bör sägas, att detta arbete mera afser att framställa metoderna, genom exempel visa deras användbarhet och gifva en orientering på området, än att vinna slutgiltiga siffervärden. Jag hoppas att vidare få arbeta härpå, och med ledning af hvad som här kan visas och med efter här gjorda erfarenheter förbättrade apparater, söka precisera här berörda förhållanden.

Det arbete, hvilkets resultat här till granskning framlägges, är utfördt å Uppsala Universitets Fysiska Institution. Till dess Prefekt, Prof. Dr. Gustaf Granqvist, anhåller jag att härmed få framföra ett vördsamt och uppriktigt tack, så för allt det stöd i råd och dåd, jag af honom fått mottaga under mitt arbetes utförande, som för den grundläggande utbildning i fysik, jag hos honom åtnjutit. Med varm tacksamhet minnes jag äfven Institutionens förre Prefekt, Professor Knut Ångström, under hvilkens ledning jag började dessa arbeten.

Fotometriska undersökningar.

A. Historik.

Innan jag öfvergår till att beskrifva de apparater, jag vid dessa undersökningar själf användt, torde en öfversikt af dem, som hittills kommit till bruk, och af de resultat, som därmed erhållits, böra gifvas. Att omnämna alla som arbetat med dylika apparater skulle blifva för vidlyftigt; jag får inskränka mig till dem som varit af mera betydelse för konstruktionernas utveckling. Utförliga sammanställningar finnas i Eder's Ausführliches Handbuch der Photographie (cit. Handb.), i ett par uppsatser af C. E. Kenneth Mees & S. E. Sheppard[1] samt i deras arbete Investigations on the theory of the photographic processes (London, Longmans, Green & C:o, 1907); äfven utgifvet i tysk öfversättning (Halle, Knapp, 1913); (cit. Inv.); hvarjämte i Eder's Jahrbuch der Photographie und Reproduktionstechnik (cit. Jahrb.) utförliga och goda referat af de viktigare undersökningarna finnas. Då en stor del apparater och försök äro publicerade i otillgängliga källor, har jag i många fall måst nöja mig med referaten i de anförda sammanställningarna; och jag bifogar i allmänhet jämväl citaten därur.

Denna öfversikt torde lämpligen kunna så indelas:

1. Anordningar för kontinuerliga tidsskalor.
2. Anordningar för intensitetsskalor.
   a) med användning af absorption och liknande medel.
   b) med olika bländareanordningar.
3. Anordningar för intermittenta tidsskalor.
4. Resultat rörande svärtningskurvans form i allmänhet och de variabler, af hvilka den beror.
5. „ „ intensitetsförsvagningen.
6. „ „ intermittensförsvagningen.

[1] Mees & Sheppard: Zs. wiss. Phot. 2: 303: 1904; 3: 97: 1905.

Kontinuerliga tidsskalor.

Den äldsta apparat för kontinuerliga tidsskalors framställning, som jag kunnat finna beskrifven, är CLAUDET's Photographometer, afsedd att pröfva daguerreotypiplåtar. Han låter där[1] en med uttagningar af 1, 2, 4 . . . 64 mm. längd försedd skifva glida förbi plåten (se fig. 1). Dess hastighet varieras genom olika lutning af glidbanan, genom olika belastning och genom att låta rörelsen börja olika högt öfver plåtkasetten. Å denna funnos flera hålserier; man kunde belysa dem olika genom att låta hålskifvan flera gånger passera. Äfven kunde två bredvid hvarandra lagda plåtar samtidigt exponeras. Genom friktionsförhållanden o. d. torde metoden vara ganska osäker, om än såväl apparaten som i beskrifningen framlagda idéer äro värdefulla. CLAUDET beskrifver här äfven konstruktioner af JORDAN 1839, modifierad af HUNT, och af HERSCHEL 1840, hvilka voro afsedda för bestämning af solljuset och göra detta genom att låta ljuskänsligt papper med urverk föras förbi en spalt af växlande bredd.

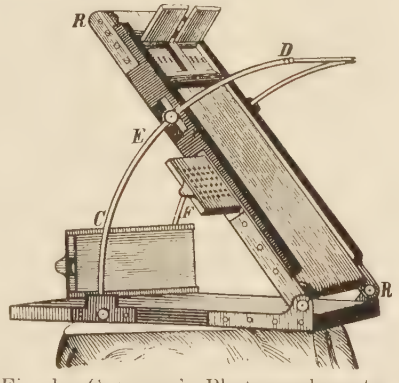


Fig. 1. CLAUDET's Photographometer (1848).

BUNSEN & ROSCOE[2] använde vid de undersökningar, som ledde till deras uppställande af reciprocitetslagen, en pendelfotometer, där genom en öppning i ett svärtadt glimmerblad, fästadt på en vid en svängande pendel anbragt arm, det ljuskänsliga materialet belystes. Ur pendelns rörelse kunde exponeringstiden beräknas. Metoden användes af dem för klorsilfverpapper, som direkt svärtades, men kan naturligtvis tillämpas äfven för annat material.

COWAN[3] använder en tung skifva med öppningar af olika längd, som får falla framför plåten, men får härigenom in fel på grund af accelerationen.

---

[1] A. CLAUDET: Phil. Mag. 33: 329: 1848; Handb. I: 3: 164.
[2] BUNSEN & ROSCOE: Pogg. Ann. 117: 529: 1862.
[3] A. COWAN: Brit. J. 1880: 430; Phot. Journ. 1887: 194, 210; Inv. p. 16

Den berömde astronomen Janssen,[1] känd på detta arbetsfält äfven för sina studier öfver solarisationen vid solens fotografering, låter en ridå med spalt af bestämd form — vanligen triangulär — passera tätt framför plåten, mellan den och ljuskällan. Man får då en kontinuerlig öfvergång från fullständigt mörker till stark belysning.

Ingendera af dessa apparater, hvilkas grundprincip var god, om ock genomförandet ej säkert, synes hafva blifvit vidare använd.

Föga känd är äfven en anordning af Spurge,[2] hvilken 1893 beskrifver en af honom omkr. 1888 konstruerad apparat, mycket erinrande om de nu beskrifna, dock utan att citera någondera af dem. Han låter där den i en kasett anbragta plåten af en något tyngre vikt dragas upp bakom en fast skifva med en serie uttagningar; de snören, som förmedla rörelsen, vrida äfven en trumma, å hvilken en sekundpendel tecknar en kurva och således registrerar hastigheten. Konstruktionen innebär ett afgjordt framsteg, men synes, äfven den, ha blifvit glömd.

Nästa apparat, som påträffas, är af Wilson,[3] där en plåt, försedd med lämplig uttagning, af en fjäder drages förbi den fotografiska plåten. Dess rörelse sker stötvis, i det att den på bestämda tider elektromagnetiskt släppes lös, så att den af fjädern drages ett stycke. Utlösningen åstadkommes af metallknappar, på bestämda vinkelafstånd fästa å en med urverk drifven skifva, och ger åt de olika delarna af plåten en exponering af 100 — 63 — 39,8 — — — 1 sekund.

Liknande, men enklare är Wolf's anordning,[4] hvilken inställer en kamera på en jämnt belyst mattskifva och genom att successivt draga ut kasettlocket erhåller en tidsskala.

Ebert[5] har ungefär samma metod, men använder ej kamera utan låter Hefnerlampans ljus direkt inverka. Likaså Eder.[6] Båda dessa förfaringssätt äro ju enkla, men gifva någon noggrannhet blott vid längre exponeringar.

Mera kuriositets- än vetenskapligt intresse har Tichmenef's[7] förslag att i en hålkamera på olika ställen af plåten och med olika lång exponering afbilda ett normalljus. Bildens "tydlighet" skulle utgöra måttet — en osäker princip, om ock hålkamera som fotome-

[1] J. Janssen: C. R. 92. 821. 1881. Handb. I: 3: 165.
[2] J. C. Spurge: Cam. Club. 1893: 60. — Jahrb. 8: 366: 1894.
[3] W. E. Wilson: Monthly Notices Roy. Astr. Soc. 52: 153: 1892.
[4] M. Wolf: Jahrb. 8: 298: 1894.
[5] H. Ebert: Jahrb. 8: 14: 1894.
[6] J. M. Eder: Handb. III: 231.
[7] G. Tichmenef: Jahrb. 12: 519: 1898.

triskt instrument är en god idé och i senare tid upptagits af King — se sid. 18 — men där för att mätbart försvaga olika ljuskällor.

Englisch[1] använder för sina kontinuerliga skalor en skifva med olika långa uttagningar, som för hand med ledning af en metronom fördes förbi plåten.

Rae[2] drager ut kasettlocket för hand, men har en bromsanordning med lösa tappar, som hejdar det på jämna afstånd.

På kongressen i Paris 1900 afgaf en å kongressen 1889 tillsatt kommission berättelse om de försök, som gjorts för att bestämma plåtars känslighet med hjälp af en normalton för svärtningen. För dessa undersökningar konstruerade Sebert[3] en apparat, där plåten. inlagd i en kasett, fick af tyngden dragas bakom öppningar af olika längd — 1 till 19 —. Dess rörelse reglerades genom att en pendel ömsom hejdade och släppte lös den. Apparaten synes, utom till dessa försök, hafva blifvit föga använd.

Tidsskalor med samtidig exponering af de olika fälten synas sedan ej hafva blifvit använda, utan hafva, när tidsexponeringar önskats, ersatts med successiva belysningar af växlande tid.

2.

Intensitetsskalor.

Vida talrikare än konstruktionerna för kontinuerliga tidsskalor äro de för intensitetsskalor. Hit höra nämligen ett stort antal i praktisk fotografi använda apparater, afseende att tjäna till ledning vid sådana kopieringsförfaranden, som taga längre tid och där bilden ej direkt kan observeras. Deras konstruktion är vanligen mycket enkel; lager af tunnt silkespapper läggas på hvarandra, så att de olika absorberande fälten bildas af 1, 2 o. s. v. lager, och under dessa exponeras ett stycke ljuskänsligt papper. Verkan kontrolleras genom att fälten äro på ett eller annat sätt numrerade; man observerar antingen antalet fält, som påverkats efter en viss tid, eller tiden för att erhålla märkbar inverkan å ett visst fält.

Deras konstruktion kan föras tillbaka till 1856, då de Limency i Paris förevisade en liknande apparat, afseende att uppskatta ljusstyrkan efter det antal skikt, som syntes genomskinliga, och Reg-

[1] E. Englisch: Arch. wiss. phot. 1: 117: 1899. Das Schwärzungsgesetz. (Halle, Knapp 1901) p. 13.

[2] Rae: Phot. News. 1898: 353; Jahrb. 13: 48: 1899.

[3] Sebert: Bull. Soc. Fr. de Photogr. Oct. 1901; Jahrb. 16: 98: 1902.

NAULT under diskussionen därom föreslog, att, då möjligen ej de kemiskt verksamma strålarnas intensitet ändrades parallellt med de optiskt verksammas, i stället lägga ett stycke ljuskänsligt papper bakom skalan.[1] Vanligen benämnas de dock efter H. W. VOGEL,[2] som noggrannare beskref apparaten (fig. 2) och införde dess användning i praktisk fotografi.

Ehuru lätthandterlig och i praktiskt bruk god, lämpar sig konstruktionen ej för noggrannare mätningar på grund af ofta förekommande ojämnheter och selektiv absorption hos det använda papperet — så t. ex. kritiseras de med skäl af v. JANKO.[3]

En något liknande men förbättrad typ, för sin tid ganska god, men numera helt ur bruk, är WARNERKE-sensitometern,[4] där en plåt

Fig. 2. VOGEL's pappersskalfotometer (1868).

bakom en i 25 fält indelad, med svart färg till stigande ogenomskinlighet öfvertryckt glasskifva belystes från en med fosforescerande färg (CaS) bestruken och med en bestämd vikt Mg-band exciterad platta. Den osäkra ljuskällan och den ojämna absorptionen i de olika fälten gjorde dock, att apparaten småningom kom ur bruk. Intensitetsförhållandet mellan successiva fält skulle vara omkr. 4 : 3, men varierade starkt[5] både för olika exemplar och inom ett enda. — H. W. VOGEL[5] har t. ex. konstaterat, att förhållandet kunde vara < 1.

I förbättrad form, och tillökad med äfven färgade fält, motsvarande olika områden af spektrum, användes den numera ej så litet i en af CHAPMAN JONES[6] gifven konstruktion — för praktiskt bruk god, men ej tillräckligt noggrann utan vidare för vetenskapligt bruk.

[1] Bull. Soc. Fr. 2: 79: 1856. Handb. I: 3: 150.
[2] H. W. VOGEL: Pogg. Ann. 134: 146: 1868; Handb. I: 3: 150.
[3] P. v. JANKO: Jahrb. 13: 30: 1899.
[4] L. WARNERKE: Phot. News. 1880: 217; 1881: 92; Handb. I: 3: 226.
[5] H. W. VOGEL: Jahrb. 8: 283: 1894.
[6] CHAPMAN JONES: Phot. Journ. 1901: 206; Handb. I: 3: 222.

Ett par egendomliga men fyndiga konstruktioner härröra från Stolze.[1] I båda placeras plåten på botten af en långsmal låda och nära dess ena ända åstadkommes en mot plåtens längdriktning vinkelrät ljuslinje — den är i den första konstruktionen en glödande Pt-tråd, i den andra en utifrån belyst rits i en med ogenomskinligt öfverdrag försedd glasplatta. Intensitetsvariationen bestämdes genom afståndet därifrån och infallsvinkeln.

H. Krüss[2] föreslår, att mellan ljuskällan och den belysta ytan sätta in en lins, som gör ljusknippet mera divergerande. Genom dess placerande på olika afstånd från ljuskällan kunna olika intensiteter erhållas.

En af de största svårigheterna i konstruktionen af absorptionsskalor för rationellt bruk har varit den selektiva absorption, som nästan alltid finnes hos rökglas, ofta äfven hos på fotografisk väg framställda skalor af annars lämpligt varierad absorption. En möjlighet att undvika denna ligger i den af Goldberg[3] gifna metoden att gjuta dylika absorberande kilar med i gelatinlösning suspenderad finaste tusch som absorberande medel, under lämplig korrektion af möjligen förefintlig svag gulfärgning hos gelatinet. Ehuru tuschen — Winsor & Newtons Lampblack — är mycket finkornig, kan dock dess diffusionsverkan vara ogynnsam; man kittar då upp kilen på en mjölkglasplatta eller ersätter tuschen med en lämplig, spektrofotometriskt afstämd blandning af anilinfärger. Detta senare slags kilar äro fullkomligt kornlösa, men mindre ljusäkta än de med tusch framställda.

På fotografisk väg framställda skalor med väl bestämd absorption kunna naturligtvis användas, om man för hvar och en konstaterar, att de ej visa selektiv absorption i de områden, som skola undersökas. Så har Hartmann[4] vid undersökning af jämnheten hos fotografiska plåtar evaluerat differenserna genom en inkopierad svärtningsskala; Wallace och Lemon[5] använde äfven dylika skalor, jämte växlande afstånd, vid sina undersökningar öfver afvikelser från reciprocitetslagen. Likaså Kron,[6] hvilken dessutom undersökt andra variationsmetoder.

[1] F. Stolze: Phot. Wochenbl. 1881: 77, 92; Phot. Nachr. 1891: 161, 225; Handb. I: 3: 187; Jahrb. 6: 308: 1892.

[2] H. Krüss: Jahrb. 20: 90: 1906.

[3] E. Goldberg: Zs. wiss. Phot. 10: 238: 1902.

[4] J. Hartmann: Jahrb. 20: 58: 1906.

[5] R. W. Wallace & Lemon: Astroph. J. 29: 146: 1900.

[6] E. Kron: Publ. Astroph. Obs. Potsdam 22: nr 5: 1913. Ann. Phys. (4) 41: 75: 1913.

Schwarzschild[1] använde vid bestämning af koronans intensitetsfördelning under en total solförmörkelse jämförelseskalor, hvilkas absorption ökades genom gulfärgning — om afsiktligt eller ej, är svårt att säga. Det visade sig emellertid ej fördelaktigt.

Ives & Luckiesh[2] föreslå för liknande ändamål gitter med linjer dragna på glas. Genom lämplig täthet och bredd hos dessa kunna absorptioner, varierande mellan 80 och 3 à 4 %, erhållas. Hvar i strålgången de placeras, synes vara utan inflytande på absorptionen, som ej heller är selektiv. Dock fordrar deras användning, att ljuset mottages å matt yta eller observeras genom matt glas.

En liknande försvagningsmetod har äfven användts af Wilkens,[3] som vid astronomiska mätningar jämförde olika exponeringar, dels med full öppning, dels med ett lämpligt gitter framför. Dess dimensioner voro så valda, att böjningsbilderna föllo långt bort från centralbilden, och dess försvagande verkan bestämdes experimentellt. Denna metod har blifvit ganska mycket använd inom astrofotometrien.

Hertzsprung[4] och andra astronomer hafva äfven upptagit gitterförsvagning som fotometrisk metod, men just med utnyttjande af böjningsbilderna. Han placerar framför tubens objektiv ett gitter, bestående af parallella trådar på afstånd = bredden. Spektra af jämna ordningstal försvinna då, och för extrafokal injustering få de kvarstående en form, som endast mycket litet skiljer sig från den extrafokala centralbildens. Man kan således utan svårighet erhålla flera intensiteter: stjärnbilden utan gitter, centralbilden och sidobilderna med dylikt. Bäst användes denna metod å en dubbeltub med identiska objektiv, så att exponeringarna utan och med gitter göras samtidigt.

Men det är tydligt, att vid dylika stjärnfotometriska bestämningar hänsyn bör tagas jämväl till stjärnans effektiva våglängd — den som i hufvudsak verkar dess afbildning —. Härtill tjänar en den förra liknande metod, föreslagen af Hertzsprung[4] och utbildad af Bergstrand[5] samt baserad på fokal afbildning med gitter och uppmätning af de olika spektras afstånd.

Till denna afdelning hör äfven en af Guilloz[6] föreslagen metod, där plåten belyses med en ljuslinje, hvilken af en cylinderlins

[1] K. Schwarzschild: Abh. Ges. Wiss. Gött. V, nr 2, 1906.

[2] H. E. Ives & M. Luckiesh: Phys. Rev. 32: 522: 1911.

[3] A. Wilkens: Jahrb. 20: 235: 1906.

[4] E. Hertzsprung: Astr. Nachr. 186: 177: 1910.

[5] Ö. Bergstrand; Nova Acta. Reg. Soc. Sc. Ups. IV: 2: nr 4: 1909. C. R. 147: 1463: 1908; 148: 1079: 1909.

[6] Th. Guilloz: C. R. 148: 164: 1909.

drages ut på bredden. Framför linsen anbringas en bländare — — triangulär, logaritmisk l. dyl. — hvilken bestämmer intensitetsfördelningen längs utmed bilden.

Något liknande är en af King[1] använd metod, där den fotografiska plåten placeras i ena kortsidan af en ljustät låda. Den motsatta sidan är täckt af en mjölkglasskifva, utbländad medelst två log.-kurvor. En skärm halfvägs i lådan åstadkommer att olika delar af plåten belysas från olika stora delar af öppningen — från dess hela ljusstyrka till blott den lysande ytans spets — hvarigenom en med växlande intensitet belyst skala erhålles.

Jag har här sökt samla de metoder jag funnit att genom samtidiga belysningar — således oberoende af ljuskällans konstans erhålla intensitetsskalor.

I långt flera fall än de anförda hafva sådana dock framställts genom successiva exponeringar. Dessa fall komma, där så fordras, att närmare citeras på öfversikten af undersökningar rörande af intensiteten betingade afvikelser från reciprocitetslagen och på andra ställen; här blott en öfversikt af olika, använda metoder.

Som är att vänta, använder flertalet ändring af ljuskällans afstånd som varieringsprincip — af 25 antecknade metoder är det 13 som så förfara. Närmast i antal äro de, som på ett eller annat sätt afblända strålknippet. Härvid bör observeras, att endast få tagit hänsyn till möjligheten att olika delar af knippets tvärsnitt ej säkert äro likvärdiga i intensitet. Riktigast är därför att, som Stark,[2] då bländare användts, ej lita på deras lineära dimensioner utan evaluera deras intensitetsvärde — i all synnerhet då det är fråga om afbländning i spektralapparater. Af andra metoder förekomma absorberande plattor — 3 — ändring af spänningen hos el. lampa — 2 — försvagning genom nicoler — 2 — och med roterande sektor — 1 —.

Särskildt bör här erinras om Kron's mycket värdefulla afhandling, hvilken synnerligen noga undersöker intensitetsändringen genom nicoler, absorberande plattor, graderade kilar och spänningsändring, samt äfven inflytandet af polarisation hos det af metalltrådslampor utsända ljuset — se vidare sid. 41. —

En fullständigt olika typ af apparater, men liksom de förra afsedd att gifva en intensitetsskala, är rörfotometrarna. De an-

[1] E. King: Ann. Harv. Coll. Obs. 59: 33.
[2] J. Stark: Ann. Phys. (4) 35: 461: 1911.

vända ej absorberande medel för att mätbart försvaga ljuskällan, utan anordna, jag skulle vilja säga en serie hålkameror bredvid hvarandra, med olika öppning på det objektivet ersättande hålet.

Äldst bland dessa typer är den af TAYLOR[1] konstruerade (fig. 3). I ett träblock borrades ett antal kanaler; å ena sidan tillslötos dessa med metallplattor, i hvilka ett på 10 steg från 3 till 25 växande antal lika stora hål (r = 1 mm.) voro upptagna. Mot blockets andra sida lades det fotografiska preparat, som skulle undersökas. Exponeringen skedde med ett lock i diffust dagsljus.

ROSCOE[2] använder en liknande konstruktion i samband med sina bestämningar af dagsljusets intensitet, men i så mån förändrad, att i stället för flera hål ett enda anbringas, hvilkets yta förstoras

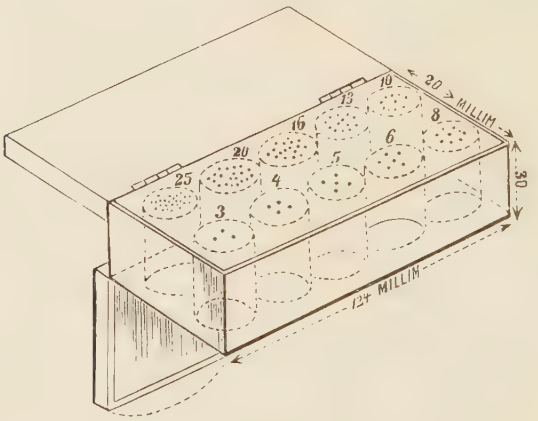


Fig. 3 TAYLOR's rörfotometer (1869).

för att öka ljusstyrkan. Denna metod, som sedan mycket användts, omväxlande med den andra, är ej utan osäkerhet vid vetenskapligt arbete. En jämn och af hålets yta bestämd belysning af det i rörets andra ända placerade, ljuskänsliga preparatet erhålles, som SCHAUM[3] formulerar det, endast då man från alla punkter å bottenytan ser öppningen under samma solida vinkel — ett villkor som ingalunda alltid blifvit fylldt äfven i de senaste konstruktionerna. Fördelaktigare är därför kanske att välja den TAYLORska formen, vid hvilken man dock ej får göra hålen så små att böjningsfenomen kunna riskeras.

[1] TAYLOR: Phot. News. 1869: 19; Handb. I: 3: 182.
[2] H. E. ROSCOE; Pogg. Ann. 151: 268: 1874. Handb. I: 3: 138.
[3] K. SCHAUM: Photochemie u. Photographie, s. 108 (Lpz. Barth, 1908).

Mucklow & Spurge[1] konstruerade 1881 en den Roscoe'ska liknande, men vida större apparat. Roscoe hade 6 belysningsgrader, de 30; men för de större intensiteterna torde en rätt stark vignettering mot kanterna hafva inträdt. Spurge förbättrade sedan apparatens anordning och intensitetsgradering samt jämförde den med sin förut — s. 10 — beskrifna tidsskala.

Mallock[2] använder en serie fält, belysta med 1—10 lika stora hål, för att undersöka svärtningskurvans form.

Systematisk användning får dock rörsensitometern först efter en uppsats af H. W. Vogel.[3] Han väljer formen med lika stora hål, 1, 2, 3 . . . 24 hål. Två sådana apparater placeras bredvid hvarandra, och inriktas mot en större hvit yta (ritpapper), som belyses med 1 cg. magnesiumband.

Kombinationen af två apparater är god, men skalans aritmetiska stigning är ogynnsam — för brant i början, för långsam sedan.

En lämpligare gradation väljer Luther,[4] som låter ytorna växa geometriskt i förhållandet $1 : \sqrt{2}$. Hans instrument var dock ganska primitivt, och gjorde ej fordran på noggrannhet — själf uppskattar han osäkerheten i bestämmandet af hålens yta till 10 à 15 %, hvarför användandet af olika stora hål här kan anses tillåtet. För en rörsensitometer belyst med diffust ljus, rörlängd 10 cm., hålradie 0,7 (ungefär den största af L. använda radien) är nämligen belysningen centralt för hålet ½ %, 1 cm. därifrån 2,5 % svagare än i det ideella fallet. Se härom vidare s. 60.

Schaum & Schloemann[5] använda vid sina undersökningar af i kiselsyra emulgeradt AgBr en denna liknande apparat, men utförd med stor noggrannhet.

I samband med sina undersökningar öfver fotografiska plåtars känslighet för olika våglängder upptog Eder[6] rörsensitometern. Han använde en tredubbel sådan, hvilkens fält belystes med i Scheiner's progression ökade intensiteter hvarje fält $1.27 = \sqrt[19]{100}$ gånger starkare belyst än det föregående — ; begagnar därvid hål af mellan 0,5 och 1 mm. växlande diameter och anordnar möjlighet

[1] Mucklow & Spurge: Photogr. J. 1881: 44; Brit. J. 1883: 159; Handb. I: 3: 183. Journ. Cam. Club. 1893: 60; Jahrb. 8: 366: 1894.

[2] A. Mallock: Photogr. Chronik 1894: 490: Jahrb. 9: 412: 1895.

[3] H. W. Vogel.: Jahrb. 10: 230: 1896.

[4] R. Luther: Arch. wiss. Phot. 2: 35: 1901.

[5] K. Schaum & E. Schloemann: Zs. wiss. Phot. 4: 197: 1906.

[6] J. M. Eder: Phot. Korr. 40: 426: 1903; Handb. I: 3: 186.

att placera färgfiltra af olika slag framför hålplattorna. Belysningen erhålles antingen diffust reflekterad från hvitt papper — enl. Vogel — eller göres ljuset diffust med mattskifvor eller mjölkglas.

För vetenskapligt bruk — astrofotometri — upptogs rörfotometern äfven af Parkhurst & Jordan.[1] De använde 42 (6 × 7) rör med intensiteten bestämd genom hål af olika diameter. Rörens längd var 7 tum; de belysta fältens diameter 0,5 tum — således en ej för ogynnsam proportion. De kontrollera äfven att hålens diameter kan användas som intensitetsbestämmande faktor genom att ur de 42 intensiteterna blända ut olika serier och jämföra de med olika delar af systemet erhållna svärtningskurvorna. Resultatet blef "icke några systematiska differenser". Likaså kontrollera de verkan af en extra slöja, sådan som i astrofotometri kan komma från den kring en stjärna liggande, ej fullt mörka himmelsdelen. Verkan af en dylik extrabelysning var lika, vare sig den skedde före, under eller efter den egentliga. Några år senare[2] förbättra de apparaten, dels genom att noggrannare sörja för att reflexioner inne i rören upphäfvas, dels genom att med bländare omedelbart framför plåten reducera de svärtade fältens diameter till 1 mm. De få dem härigenom af samma diameter som de extrafokala stjärnbilder, för hvilka de skulle tjäna som intensitetsskala, hvarigenom den af Eberhard[3] påvisade felkällan — att svärtningen i ett fält minskas genom kringliggande svärtade delar — göres lika för de fält som skola jämföras.

Till denna klass af apparater kunna äfven räknas de hålkameror af olika längd och afbländning, som King[4] använder vid sina astrofotometriska undersökningar.

De senaste konstruktionerna på detta område äro af Scheffer,[5] senare modifierad af Eberhard[6] och åter af Scheffer.[7]

I stället för att på ett eller annat sätt åstadkomma hål i en platta af metall eller kartong tecknar Scheffer sina hål i stor skala och fotograferar dem sedan — ett sätt, som ju ger en mycket noggrann storleksbestämning. Skalan, i hvilken intensiteterna växa, är 1 : 2 : . . . . . : 64 — 6 fält; 3 likadana hålserier äro anbragta bredvid hvarandra och kunna belysas hvar för sig. Härigenom kan man antingen fortsätta *it* från 1 till 64 och sedan längre, eller

[1] J. A. Parkhurst & F. C. Jordan: Astroph. J.: 26: 244: 1907.
[2] J. A. Parkhurst: Astroph. J. 36: 169: 1912.
[3] G. Eberhard: Phys. Zs. 13: 288: 1912.
[4] E. King: Ann. Harv. Coll. Obs. 59 nr. 2.
[5] W. Scheffer: Jahrb. 24: 97: 1910.
[6] G. Eberhard: Jahrb. 25: 109: 1911.
[7] W. Scheffer: Jahrb. 27: 175: 1913.

genom att välja lämpliga belysningstider i proportioner mellan 1 och 2 förfina skalan — så t. ex. genom att belysa första serien $t \cdot \sqrt[3]{2^0} = t$, andra serien $t \cdot \sqrt[3]{2^1} = 1.26\,t$ och den tredje $t \cdot \sqrt[3]{2^2} = 1.59\,t$. [Härigenom erhålles väl en mera graderad belysningsskala, men den blir en obestämd blandning af tids- och intensitetsskala, och således ej fullt att rekommendera för noggranna försök.] Ljuset göres diffust med mjölkglas.

Eberhard ändrar detta så, att mellan apparaten och en 100 nlj. matt metalltrådlampa sättes ett antal mattskifvor. Lampans och mattskifvornas plats kan mätbart ändras för varierande af belysningens intensitet. Detta oaktadt erhölls ej jämn belysning i fotometern, hvarför denna fästes på axeln till en motor och fick rotera under exponeringen.

Eberhard kontrollerar vidare riktigheten af att beräkna belysningens intensitet ur hålens diameter genom att dels med denna apparat, dels med en Zöllnerfotometer bestämma absorptionen hos olika, ej selektivt absorberande medier.

Scheffer har senare själf ändrat om skalan hos apparaten så, att hålen, i stället för att hafva dubbla ytan af det föregående, ökas i förhållandet 1 : 1,5. På en 9×12 plåt kunna med denna form af apparaten tagas två serier af hvardera 14 intensiteter, växande från 1 till 195,0. Anordning är jämväl träffad för att kunna placera en absorptionsplatta framför den ena serien, hvarigenom de kunna bringas att fortsätta hvarandra, ev. delvis sammanfalla. Naturligtvis måste tillses, att denna platta är fri från selektiv absorption.

Under sista året[1] har denna princip i helt ny utföring — rören utborrade i ett blyblock, hålen uttagna i en tjock blyplatta — vunnit användning för intensitetsbestämning på fotografisk väg af Röntgenstrålar. Som ljuskälla användes sekundärstrålningen från en af rören belyst metallplatta, och det synes som om intressanta resultat skulle kunna uppnås härmed rörande frågan om de ännu ganska omtvistade förhållanden, som reglera dessa strålars inverkan på den fotografiska plåten.

3.

Intermittenta tidsskalor.

Af förestående öfversikter har visats, att för praktiskt bruk rena, kontinuerliga tidsskalor knappast någonsin blifvit använda,

[1] W. Friedrich & P. P. Koch: Ann. Phys. (4) 45: 399: 1914.

ehuru de, som redan omnämnts, äro den mest normala formen för exponering. Intensitetsskalor hafva funnit större användning, men utom för en del rent vetenskapliga metoder, eller i en speciell form, som rörsensitometrar vid trefärgssensitometri hafva de hufvudsakligen användts i föga noggranna former. Det är en annan typ af instrument, som blifvit den vanligast förekommande — sensitometrarna med roterande skifva, försedd med uttagning i form af sektorer af olika vinkelöppning. Talbot's lag[1] — omformulerad af Helmholtz,[2] senare pröfvad af bl. a. Lummer och Brodhun[3] samt Hyde[4] — angaf, att ljusstyrkan i detta fall å ögat verkade proportionellt mot den uttagna vinkeln, $I = I_0 \cdot \frac{\alpha}{360}$; och man ansåg därför, att denna princip skulle gifva en enkel och praktisk metod till erhållande af en tidsskala. Bunsen & Roscoe använda den indirekt därtill,[5] när de bestämma svärtningen hos med vissa ljusmängder belyst papper genom jämförelse med en roterande skifva, försedd med svarta och hvita sektorer, hvilkas förhållande kunde ändras.

En liknande apparat hade något senare föreslagits af Mach,[6] ehuru den först tjugo år senare[7] noggrannare beskrefs af honom. Han inriktar en kamera på en roterande skifva, hvilkens yttersta del är helt hvit, den närmast inre ringen till hälften svärtad, o. s. v., hvarigenom de vid rotation förhålla sig i ljusstyrka som $1 : \frac{1}{2} : \frac{1}{4} : \frac{1}{8} : 0$. Genom en roterande sektorbländare kunna olika delar af plåten olika länge utsättas för dessa belysningssteg. Man kan också ersätta de hvita delarna af skifvan med uttagningar, genom hvilka diffust ljus reflekteras.

Enligt Sheppard & Mees[8] skulle för erhållande af en intermittent tidsskala redan Claudet år 1840 hafva användt exponering bakom ett sektorhjul, liknande Mach's andra konstruktion. En likartad anordning anges sammastädes hafva blifvit använd af Bolton. Men sin egentliga spridning fick apparaten först genom Hurter & Driffield's arbeten därmed.[9]

[1] Talbot: Phil. Mag. (3) 5: 321: 1834.

[2] H. v. Helmholtz: Physiol. Optik. Aufl. II, s. 483.

[3] Lummer & Brodhun: Zs. Instr. 16: 299: 1896.

[4] Hyde: Bull. Bur. of Std. 2: 1: 1906. Se vidare Liebenthal: Prakt. Photom. Vieweg. Brschw. 1907, s. 205.

[5] Bunsen & Roscoe: Pogg. Ann. 117: 529: 1862.

[6] E. Mach: Sitz.-Ber. Wien. Ak. 52 (1865), 54 (1866).

[7] » Jahrb. 8: 154: 1894.

[8] Sheppard & Mees: Inv. p. 17 enl. cit. Phot. Journ. 1889: 809, 840.

[9] Hurter & Driffield: J. Soc. Chem. Ind. 9: 455: 1890; Handb. I: 3: 166.

Dessa forskare använde för sina undersökningar öfver svärtningskurvan en roterande skifva, i hvilken nio uttagningar voro gjorda, med resp. 180°, 90°, 45° .... öppningsvinkel. De 180° voro fördelade på två symmetriskt placerade öppningar af 90° hvardera. Härmed utförde de viktiga och för kännedomen om sambandet mellan belysning och svärtning grundläggande undersökningar, om än invändningar kunna göras mot deras metoder för erhållande af konstant ljus och mot svärtningsmätningen.

Scheiner[1] påvisade dessa fel jämte det, att deras skala, med faktorn 2, var allt för brant. Han valde i stället en kontinuerlig stigning, sådan att skalan steg kontinuerligt och i geometrisk progression från 1 till 100 — ej i afsatser som H. & D. —. I kasetten utbländades 20 ekvidistanta fält, och man fick således för medelvärdet Δ af förhållandet mellan två af dem

$$\Delta = \sqrt[19]{100} = 1.274.$$

De tjugo fälten utmärkas i kasetten genom att en gelatinskifva lägges omedelbart framför plåten, å hvilken deras nummer finnes i ogenomskinliga siffror. Sektorskifvan sättes i hastig rotation med handkraft och lämplig utväxling; en undersökning af Scheiner visade, att ändringar af rotationshastigheten ej medförde märkbara ändringar i svärtningen.

Eder[2] påvisar, att denna konstruktion hade vissa svagheter. Gelatinskifvan inför ett absorberande medium i ljusets väg; svärtningen inom ett visst fält är, på grund af den kontinuerligt varierande uttagningen, ej konstant, hvarjämte han anser tidsvariationsområdet väl litet.

Han konstruerar därför två olika typer, den ena omfattande området 1—100, den andra (fig. 4), genom tillfogande af tre fält, 1—207. I båda återgår han till Hunter & Driffield's trappformiga uttagning. Gelatinskifvan tages bort, och fälten få stöta omedelbart intill hvarandra. I den större formen erhålles ökningen genom extra uttagningar af 27, 62 och 107° öppning.

Som ljuskälla använder Eder, i likhet med Scheiner, dennes benzinlampa, hvilkens förhållande till Hefnerlampan — 1 : 13,2 — han bestämmer med sensitometern, eller Hefnerlampan själf. De tämligen invecklade korrektionerna för Scheinerlampans användning har Schwarzschild[3] gifvit.

[1] J. Scheiner: Zs. Instr. 14: 201: 1894.
[2] J. M. Eder: Phot. Korr. 35: 456, 654: 1898; Handb. I: 3: 170.
[3] K. Schwarzschild: Jahrb. 14: 161 (174): 1900.

Då benzinlampan är relativt ljussvag, användes den på två normalafstånd, 1 och $\frac{1}{2.94}$ m. Härvid tages dock ej hänsyn till att en rätt betydande korrektion för ändring af ljuskällans afstånd och belysningsvinkel bör införas, då afståndet minskas till 34 cm. och det yttersta sensitometerfältet ligger godt 8 cm. från midten. Afståndet blir då 35 cm. — eller en ändring af 6 % i intensitet, oberäknadt infallsvinkeln. Eder finner också[1] vid noggrannare undersökning, att ej mätningar med de olika afstånden kunna direkt jämföras, men skrifver detta på afvikelser från reciprocitetslagen. Sådana spela säkerligen också in, men böra påverka alla fält någorlunda lika, utom då de kompliceras genom försvagning på grund

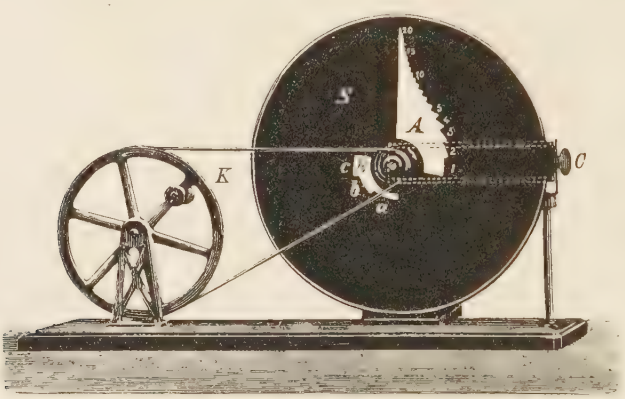


Fig. 4. Scheiner-Eder's »normalsensitometer» (1894).

af olika intermittens. Eder anger afvikelser af 1 à 2 Sch.° eller 27—50 %. Om intermittensförsvagningen säger han, att på grund däraf apparaten ej ger en ren tidsskala. Men då en intensitetsskala skulle afvika i samma riktning, emedan där de lägre intensiteterna, här de kortare tiderna, för hvilka intermittensfaktorn, = förhållandet paus: belysning, är större, skulle blifva starkare försvagade, så anser Eder, i likhet med Schwarzschild,[2] att Scheinersensitometern, som ett mellanting af tids- och intensitetsskala, väl motsvarar den blandning af dem båda, som oftast förekommer i fotografisk praxis. — Han tänker då ej på, att han i de högsta numren — *a*, *b*, *c* — å den större, för noggranna mätningar afsedda sensitometermodellen genom belysningstidens uppdelning på två delar inför en extra intermittensförsvagning, som utgör en svårutredd

[1] J. M. Eder: Handb. I: 3: 174.
[2] K. Schwarzschild: Phot. Korr. 36: 171: 1899.

felkälla; och hvarken Schwarzschild eller Eder ha samtidigt bestämt intensitets- och intermittensförsvagningen. Under mina arbeten hafva nämligen afvikelserna från tidsskalan på grund af intermittens för de områden, som Eder behandlar, visat sig rätt mycket skilja sig från dem, som intensitetsdifferenser förorsaka; i allmänhet äro de senare mindre. Åtminstone i den form, som Eder's större apparat har, måste således en på intermitterande belysning baserad sensitometer anses som mindre lämplig för vare sig vetenskapligt eller praktiskt bruk; för det senare kan den mindre formen, där alla belysningstider åstadkommas med en impuls, hafva vissa fördelar.

Bättre synes mig dock för praktiskt bruk användandet af en rörsensitometer vara, i hvilken hänsyn tages till de olika felkällor som på senare tider hafva konstaterats, eller af en intensitetsskala sådan som de Goldberg'ska. Deras konstruktör har äfven,[1] tillsammans med Luther & Weigert, angifvit huru med dem en svärtningskurva direkt kan erhållas.

Jag har något längre uppehållit mig vid Scheiner's och Eder's konstruktioner, enär dessa, utförda af Töpfer i Potsdam, fått en mycket stor användning, och den Eder'ska å kongressen för använd kemi 1898 antagits som normalinstrument. Men äfven andra forskare hafva angifvit liknande konstruktioner.

Så modifierar Andresen[2] Scheinerapparaten genom dess ljussäkra inbyggande, apterande af en ögonblicksslutare framför skifvan och af ett längre ansatsrör, medelst hvilken anordning han studerade solljusets aktinometri, under utestängande af det diffusa dagsljuset.

Eugen Englisch,[3] hvilken synnerligen väl behandlat olika frågor rörande bromsilfvergelatinets svärtning, använder en apparat, hvilkens sektorer variera med 10° från 10 till 90° öppning, eller också den förut omnämnda slidapparaten — se sid. 11 —, hvilken då föres fram och tillbaka; detta senare användningssätt är dock ganska osäkert, som han också själf påpekar.

Houdaille[4] använder en roterande skifva med skalan 1, 2 ... 64, hvilken drifves med urverk. Denna tyckes dock ej ha blifvit vidare använd.

---

[1] E. Goldberg, R. Luther & F. Weigert: Zs. wiss. Phot. 9: 323: 1911.

[2] M. Andresen: Jahrb. 13: 147: 1899.

[3] E. Englisch: Arch. wiss. Phot. 1: 117: 1899; 2: 131: 1900. Das Schw. ges. p. 12.

[4] C. F. M. Houdaille: Bull. Soc. Fr. Phot. 1903: 450; Handb. I: 3: 168.

Kieser,[1] som apterat sensitometern för undersökning af okänsligare preparat, såsom t. ex. gasljuspapper, utbyter benzinlampan mot osramlampor.

A. Schuller[2] går ännu längre, i det han t. o. m. använder en Regina-båglampa.

De utförligaste undersökningar, hvarvid intermittenssensitometer användts, äro dock de som utförts af Mees och Sheppard.[3] De nedlägga stor omsorg på ett exakt framställande af sektorhjulens öppningsvinklar, ett förhållande som ofta nog ej fått sitt tillbörliga beaktande och utan hvilket, då t. ex. en vinkelgrad skall utfilas å ett relativt litet radiellt afstånd, mycket stora fel kunna uppstå. Att beklaga är dock, att deras största uttagning, 180°, uppdelats på $2 \times 90°$.

De åstadkomma rotationen med en liten varmluftsmaskin och sörja för olika hastigheter genom särskilda utväxlingar. Det hela är ljussäkert inbyggdt, försedt med lämplig slutare, belyses med en speciell acetylenbrännare och har anordningar för anbringande dels af färgfiltra, dels af en med irisbländare försedd mattskifva, genom hvilken intensiteten kan varieras.

Hittills hafva de anförda metoderna i regel rört — eller behandlats som — afsedda för hvitt eller monokromatiskt ljus. Till sist skall därför erinras om de olika metoder, som kunna användas för att gifva en fotometrisk skala för ett helt spektrum.

De flesta af de förut omnämnda metoderna kunna där tillämpas.

En ren tidsskala kan erhållas på olika sätt. Hertzsprung[4] och Lohmeyer[5] fotografera med kort spalt ett antal spektra öfver hvarandra, med logaritmiskt stigande exponeringstid. Likaså åtskilliga andra — V. Schumann, Wallace . . .

Under förutsättning af stigmatisk afbildning i spektrografen borde naturligtvis äfven en förbi densamma förd ridå eller ett roterande hjul kunna gifva en serie spektra; i detta fall torde en på rätlinig bana förd ridå vara att föredraga, då den både kan framställas noggrannare och gifvas jämnare rörelse än ett hjul, som nödvändigtvis måste hafva mycket små dimensioner.

Intensitetsskalor åstadkommas af H. W. Vogel[6] och Krüss,[7]

[1] K. Kieser: Jahrb. 22: 21: 1908.
[2] A. Schuller: Diss. techn. Berlin 1912.
[3] Sheppard & Mees: Inv. p. 17.
[4] E. Hertzsprung: Zs. wiss. Phot. 3: 15: 1905.
[5] R. Lohmeyer: Diss. Marb. 1907.
[6] H. W. Vogel: Pogg. Ann. 156: 319: 1875.
[7] H. Krüss: Jahrb. 3: 126: 1889.

som använda triangulär spalt: Cotton,[1] som använder dylik eller en halfskuggapparat analogt med King (sid. 15). Mees[2] använder rökglaskil. Härvid skulle naturligtvis Goldberg's selektionsfria, noggranna kilar vara af värde. Denna senare metod har t. ex. funnit användning i firman Wratten & Wainwright's af Mees framställda spektrogram rörande dess olika färgfiltra och plåtsorter.

Slutligen har den intermittenta belysningen användts af Belin (Callier, l. c.) och af Callier,[3] hvilka använda, den förre kontinuerlig, den senare en i sju steg indelad uttagning, hvarje steg gifvande dubbel tid mot det föregående.

4.

Resultat rörande svärtningskurvans form i allmänhet och de variabler, af hvilka den beror.

Öfvergå vi nu till resultaten af med dessa metoder och apparater utförda arbeten, är det fyra synpunkter, som framställa sig.

Hurudan är den allmänna formen för den kurva, som vi tecknat

$$s = F(i, t),$$

eller som den vanligen tecknas

$$s = f(\log i, \log t),$$

och af hvilka variabler beror den?

I hvad mån influeras denna kurva af att intensiteten varieras?

I hvad mån inverkar att belysningen sker icke kontinuerligt, utan intermittent?

Huru skola dessa erfarenheter användas för utarbetande af metoder till fotografisk fotometri?

Den första frågan rör hvad som kallas gradationen. De, som i dessa frågor införde reda och ordning, voro Hurter & Driffield,[4] hvilka konstaterade, att kurvan $s = F(\log it)$ hade ett område af i början långsam, sedan växande stigning — underexponeringsområdet —; ett, där ökningen i svärtning var proportionel mot $\log t$, resp. $\log i$ — normalexponering —; och ett, öfverexponeringens, där denna ökning i s blef allt mindre. Kurvans allmänna form visar nedanstående fig. 5.

[1] Cotton: Congr. Ass. Franc. Montaubon 1902; ref. Fortschr. 58II: 102: 1902.

[2] C. E. Kenneth Mees: An atlas of absorption spectra, p. 2. London, Longmans, Green & Co., 1909.

[3] A. Callier: Jahrb. 22: 81: 1908.

[4] Hurter & Driffield: J. Soc. Chem. Ind. 9: 455: 1890. Handb. I: 3: 166. Jahrb. 8: 157: 1894.

Senare påvisades, att ytterligare ökad belysning kunde resultera i minskad svärtning — hvad man kallar solarisation —. Man får sålunda

$\frac{\Delta s}{\Delta \log it}$	växande	— underexponering.
„	approx. konstant	— normalexponering.
„	aftagande	— öfverexponering.
„	negativ	— solarisation.

Att många omständigheter under plåtarnas behandling kunna ändra svärtningen, har redan — s. 2 — påvisats; vi bortse nu från dessa förhållanden, och inskränka oss till diskussion af de

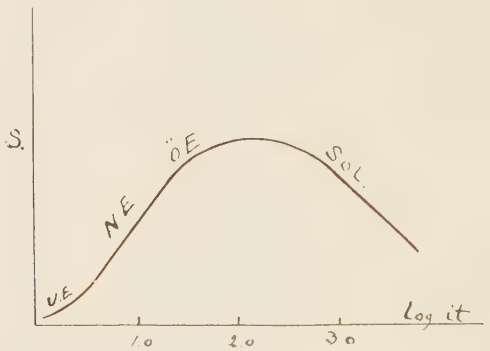


Fig. 5. Svärtningskurvan.

omständigheter, som influera på den latenta bilden, den osynliga förändring i bromsilfvergelatinet, som är utgångspunkten för de reducerande ämnenas inverkan. Det torde här böra erinras om, huru framkallningens verkan uppfattas; ur en mättad lösning af bromsilfver — taget från plåtens af ljus ej förändrade AgBr — utfäller reduktionsämnet metalliskt silfver, som afsättes proportionellt mot de "Entwicklungskeime", som bildas genom framkallarens inverkan på den latenta bildens substans. Det är de faktorer, som påverka mängden dylik substans, vi nu diskutera.

Att tid och intensitet påverka den, är visadt; oregelbundenheter, som därvid kunna uppträda, skola senare diskuteras; de faktorer, som närmast skola behandlas, äro yttre omständigheter vid exponeringen och det använda ljusets våglängd.

Under exponeringen har man att taga hänsyn till temperatur och fuktighetsgrad.

Om den förras inflytande äro meningarna mycket delade. Eder[1] anför såväl egna som andras försök, hvilka antyda föga beroende af temperaturen vid mindre temperaturväxlingar. Mycket låga temperaturer — kolsyresnö + eter, Joly[2]; flytande luft, Abney,[3] Dewar, Lumière — nedsätta känsligheten. Joly gör den intressanta observationen, att hos med eosin för gulgrönt sensibiliserade plåtar vid — 80° endast bromsilfrets egenkänslighet kvarstår.

I samband med fotometriska undersökningar har på senare tider saken blifvit noggrannare undersökt.

Abney finner — l. c. — att öfver + 33° visa plåtarna en brantare svärtningskurva, därunder blott ökad känslighet.

King[4] åter observerar, att inom intervallet 0—80° ökas känsligheten vid afkylning. Wallace[5] finner temperaturens inverkan olika, allt efter som man rör sig med större eller mindre intensiteter. Utgår man från en viss, neutral punkt, följer med höjning af temperaturen mindre känslighet för svagare, större för starkare intensiteter — kurvorna korsa hvarandra.

Birck[6] diskuterar frågan och lämnar den öppen.

Parkhurst[7] tar upp den och finner föga inverkan; Brush[8] däremot mycken.

Motsägelsernas lösning kan möjligen ligga i en observation af Brush, som anser, att ej blott temperaturen, utan äfven fuktigheten under exponeringen påverka resultatet, hvilket väl öfverensstämmer med diverse erfarenheter ur praktiken — att en fuktad plåt är mindre känslig än en torr; att vid "snabbkopiering" på fuktadt papper betydligt längre exponering fordras, o. s. v.

I öfrigt torde olika emulsioner, allt efter den behandling de genomgått — t. ex. tillsats af kromalun för härdning af gelatinet — vara mer eller mindre mottagliga för dylika omständigheter.

Ett förhållande, som äfven synes inverka, är den tid, som får förflyta mellan exponering och framkallning och som synes kunna åstadkomma en försvagning af den latenta bilden — fotoretrogression, enligt Baekeland. Föga undersökningar finnas häröfver. Gaedicke[9] påvisar ett aftagande med längre förvaring. King —

[1] J. M. Eder: Handb. III: 81.
[2] J. Joly: Brit. J. Phot. 1894: 953; Jahrb. 9: 414: 1895.
[3] W. de W. Abney: Phot. News 1895: 461. Jahrb. 10: 440: 1896.
[4] E. S. King: Ann. Harv. Coll. Obs. vol. 59: 1908.
[5] R. W. Wallace: Astroph. J. 28: 39: 1908.
[6] O. Birck: Diss. Gött. 1909.
[7] J. A. Parkhurst: Astroph. J. 31: 15: 1910.
[8] Ch. F. Brush: Phys. Rev. 31: 241: 1910.
[9] J. Gaedicke: Jahrb. 15: 392: 1901.

l. c.[1] — finner föga men dock någon skillnad, hvilken Birck,[2] efter diskussion af King's resultat, dock ej anser bevisad. Han låter själf t. o. m. ett år förflyta mellan exponeringar å samma plåt, hvilket han dock erkänner ej säkert vara tillåtligt.

Grundligast är frågan undersökt af Baekeland.[3] Han finner en bestämd tillbakagång hos den latenta bilden vid förvaring, hvilken ökas genom högre temperatur och fuktighet, och kan blifva fullt märkbar på 48 timmar. Den finnes såväl hos plåtar som hos films och papper, hos bromsilfver- som hos klorsilfvergelatin, starkare vid neutral eller alkalisk reaktion hos skiktet än vid sur. Brush[4] har under första timmen efter exponeringen tyckt sig märka en förstärkning af den latenta bilden; får längre tid förflyta mellan exponering och framkallning, återgår denna verkan, och han konstaterar äfven försvagning.

Om nu alla dessa felkällor äro eliminerade, återstår frågan, om ljus af olika våglängder vid lika energitillförsel gifver skiktet samma gradation. Det är en mycket omtvistad och ännu knappast afgjord fråga.

Eder[5] anser ur med spektrograf erhållna kurvor bevisadt, att hvarje våglängd motsvaras af en karakteristisk svärtningskurva.

Miethe[6] kommer till samma resultat för ej sensibiliserade plåtar, men anser att sensibiliserade sådana kunna förhålla sig annorlunda.

Chapman Jones[7] finner gradationen variera med λ, oberoende af sensibiliseringen.

Abney[8] finner gradationen — och därmed svärtningskurvan — minst brant för den våglängd, där plåten är mest känslig, och ökas med afståndet därifrån.

Hertzsprung[9] söker ur bromsilfvergelatinets absorption af olika våglängder beräkna gradationen, hvilket, ehuru det säkerligen är ett steg i rätt riktning, dock ej lyckas, antagligen på grund af att andra ej i beräkningen medtagna faktorer starkt inverka.

---

[1] E. S. King: Ann. Harv. Coll. Obs. vol. 59: 1908.
[2] O. Birck: Diss. Gött. 1909.
[3] L. Baekeland: Zs. wiss. Phot. 3: 58: 1905.
[4] Ch. F. Brush: Phys. Rev. 31: 241: 1910.
[5] J. M. Eder: Handb. III: 272, efter afh. 1884—1886.
[6] A. Miethe: Diss. Göttingen 1889.
[7] Chapman Jones: Phot. Journ. 1900: 279. Inv. 297.
[8] W. de W. Abney: Proc. Roy. Soc. 68: 300: 1901. Inv. 298.
[9] E. Hertzsprung: Zs. wiss. Phot. 2: 419: 1904.

Precht & Stenger[1] gifva svärtningskurvor för olika våglängder och finna dem parallella, hvilket de söka förklara ur att det för alla λ är bromsilfrets egenkänslighet som bestämmer gradationen; de sensibiliserande färgämnena endast absorbera den instrålade ljusenergien och öfverföra den till bromsilfret.

Sheppard & Mees[2] upptaga frågan och finna gradationen variera, hvilket de förklara ur emulsionens absorption, olika för olika λ, med hjälp af Hurter & Driffield's formel för svärtningen.

Lohmeyer[3] upptager frågan experimentellt, fotograferar på plåtar af olika slag spektra med växande exponeringstider och finner de så erhållna kurvorna olika.

Leimbach[4] finner, vid en undersökning af bromsilfrets känslighet för strålning, uttryckt i absolut mått, att alla erhållna kurvor äro parallella — ett resultat som motsäges af Stark,[5] hvilken med kvicksilfverlinjerna ej erhåller parallella kurvor.

Stenger[6] däremot får parallella kurvor för såväl odeladt ljus som för rödt och ultraviolett; Schell[7] finner dem ganska likartade för kortare λ inom synliga spektrum, men olika när han kommer till ultraviolett.

Ur en annan synpunkt diskuteras frågan om gradationens beroende på λ af Tikhoff m. fl.; deras arbeten höra visserligen till stor del hemma i nästa afdelning, men då mycket af deras resultat är af vikt för gradationens allmänna problem, refereras de delvis redan här.

Tikhoff[8] drager ur mätningar af Schwarzschild's konstant ϑ (se sid. 4), erhållna af stjärnspektra, vissa slutsatser om ljusets absorption i världsrymden, baserade på antagande om gradationens likhet för olika λ. De variationer i ϑ, han erhöll, skulle bero på kosmisk extinktion.

Efter en uppsats af Turner,[9] från hvilkens idéer Tikhoff utgått, tager Parkhurst[10] upp saken och visar bl. a., att gradationen — uttryckt genom ϑ — varierar såväl för olika plåtar och an-

[1] J. Precht & W. Stenger: Phys. Zs. 6: 332: 1905; Zs. Reprod. technik. 8: 3, 5: 1906.
[2] Sheppard & Mees: Inv. p. 297.
[3] R. Lohmeyer: Diss. Marb. 1907.
[4] G. Leimbach: Zs. wiss. Phot. 7: 157, 181: 1909.
[5] J. Stark: Ann. Phys. (4) 35: 461: 1911.
[6] E. Stenger: Phys. Zs. 12: 580: 1911.
[7] C. Schell: Diss. Lpz. 1910.
[8] Tikhoff: C. R. 148: 266: 1909.
[9] Turner: The Observatory, 32: 166: 1909.
[10] J. A. Parkhurst: Astroph. J. 30: 33: 1909.

vända ljusfiltra som för den svärtning, vid hvilken den bestämmes. De resultat, PARKHURST under samma försöksbetingelser som TIKHOFF erhåller, äro motsatta hans, hvarför de variationer, hvilka af båda erhållas, måste tillskrifvas ej kosmiska orsaker, utan det använda fotografiska materialet.

IVES[1] diskuterar vidare dessa frågor och kommer till slutsatsen, att frågan måste anses oafgjord. De olikheter i gradationen, — uttryckta som variationer i SCHWARZSCHILD'ska konstanten, — hvilka konstaterats, falla inom de variationsgränser, som bl. a. äfven WALLACE & LEMON konstaterat för lika våglängder. Vidare har det visats, att framkallningen har inflytande på gradationen i detta fall; det blåa ljuset absorberas starkare af bromsilfret än det röda, hvarför den "röda" latenta bilden är mera fördelad på djupet i skiktet än den "blåa". En kort och en lång framkallning visa därför olikheter i förhållandet mellan svärtningarna; äfven belysning med olika intensitet kan gifva dylika variationer, som än yttermera kunna växla, eftersom sensibiliseringen skett genom att färgämnet satts till emulsionen före dess gjutning eller den färdiga plåten badats i en lösning däraf.

Äfven emulsionsskiktets tjocklek — jf. härom ABNEY[2] — torde inverka i detta afseende.

En undersökning i liknande riktning är utförd af PRECHT & STENGER,[3] hvilka visa att lika belysningar bakom olika färgfiltra gifva olika svärtningsförhållanden allt efter den tid man framkallar dem. I likhet med hvad IVES — utan kännedom om deras arbete — antager, finna de, att blått blir efter vid längre framkallning.

Hit skulle äfven kunna räknas de andra försök, som gjorts att bestämma variationer hos SCHWARZSCHILD's konstant med λ, exempelvis af BECKER & WERNER,[4] hvilka utförts såväl bakom färgfiltra som i spektrum och, om de än ej gifva klara slutsatser, dock ej motsäga att ϑ kan rätt starkt ändras med λ — det må nu bero direkt på λ eller på andra omständigheter, känslighet för den beträffande våglängden eller dess absorption i hinnan.

För att söka sammanfatta dessa resultat, synes det mig för närvarande stå så: Flera undersökningar — väl utförda — hafva visat parallella kurvor för olika λ; andra — delvis än bättre — hafva funnit dem ej parallella. Senare hafva några omständigheter framkommit, som antyda att de till synes motsägande resultaten

[1] H. E. IVES: Phys. Rev. 30: 272: 1910. Astroph. J. 31: 157: 1910.
[2] W. DE W. ABNEY: J. Cam. Club. 1899: 173; Jahrb. 14: 302: 1900.
[3] J. PRECHT & E. STENGER: Zs. wiss. Phot. 3: 67: 1905.
[4] A. BECKER & A. WERNER: Zs. wiss. Phot. 5: 382: 1907.

kunde förenas, om tillbörlig hänsyn toges till försöksomständigheterna och blott en af dem i sänder varierades. En tacksam uppgift att söka lösa! Särskildt borde hänsyn tagas till att framkallningen tillräckligt finge genomarbeta skiktet i hela dess djup, så att det förut påpekade, olika läget af genom belysningen förändrad substans för olika färger ej förfalskar resultaten. I sammanhang härmed torde äfven böra ställas den starka variation i ϑ:s beroende af framkallningstiden, som KRON funnit och för hvilken längre fram kommer att redogöras.

5.

Intensitetsförsvagningen.

Äfven andra omständigheter än de nu behandlade utöfva inflytande på gradationen. Några af de sist refererade undersökningarna togo som tecken på gradationens ändring att en viss konstant — den SCHWARZSCHILD'ska — ändrades. Och denna är det matematiska uttrycket för inverkan af ett annat, gradationen bestämmande förhållande, nämligen af den intensitet, som användes för att erhålla en gifven svärtning.

Redan förut — s. 4 — har redogjorts för BUNSEN-ROSCOE's reciprocitetslag, liksom där äfven SCHWARZSCHILD's lag antydts. Den undersöktes af dem för klorsilfverpapper och befanns då riktig, i motsats till de försök, de förut gjort öfver föreningen af klor och väte, där de ansett sig påvisa en "induktionsperiod".

Redan långt före den tid, 1862, då lagen uppställdes, hade dock försök gjorts, hvilka ej stämde därmed. FIZEAU & FOUCAULT[1] hade sökt att medelst daguerreotypplåtar utröna solens, den elektriska ljusbågens och kalkljusets intensitetsförhållande, hvarför de, genom afbländning af använda objektiv samt ändringar i afstånd och tid, utrönt de förhållanden, då på en plåt första märkbara intrycket erhölls af de olika ljuskällorna. Frågan framställde sig då för dem, om dylikt varierande af både intensitet och tid var tillåtet; de undersökte den och funno, att inom området $1 - \frac{1}{10}$ var det så; för $i = \frac{1}{60}$, $t = 60$ gaf den svagare intensiteten mindre verkan. Men denna undersökning synes ej hafva blifvit beaktad och ägde ju, strängt taget, blott giltighet för det använda, snart nog ur bruk komna materialet.

[1] FIZEAU & FOUCAULT: C. R. 18: 746, 860: 1844.

Reciprocitetslagen ansågs därför allmänt riktig, till dess att MIETHE[1] visade, att det fanns ett område för svaga belysningar, där svärtningen blef mindre, ju svagare *i* som användes, och att denna försvagning blef mera utpräglad, ju mindre värden man gaf produkten *it*. Gaf man däremot plåten en lämplig extrabelysning — till gränsen för synlig verkan, "tröskelvärdet" — så visade sig lagen riktig.

Nu utfördes åtskilliga nya undersökningar af frågan. Astronomerna P. och PR. HENRY funno, enligt ENGLISCH,[2] att lagen var riktig. MICHALKE[3] däremot ej så.

SPURGE[4] undersöker lagen med hjälp af sina båda sensitometrar, hvilka gåfvo, den ena kontinuerlig tidsskala, den andra intensitetsskala, och finner den bekräftad.

ABNEY däremot, som 1889[5] accepterat lagen, tar senare[6] upp den till undersökning och finner då starka afvikelser. En 12 gångers afståndsökning, kompenserad med tiden, gaf 4 gånger svagare verkan. Differensen blef mindre för känsligare plåtar. I några senare arbeten[7] upprepar han försöken dels med Hefnerlampa och afståndsvariering, dels med SPURGES' sensitometer, alltjämt med afvikelser som resultat.

I ett fall — då han jämförde en mycket intensiv och kortvarig ljuskälla, elektrisk gnista, med en svagare, fick han dock svagare verkan af den starkare intensiteten — ett förhållande, som visar, att saken är ganska komplicerad.

Undersökningar af EBERT[8] och RAPHAELS[9] tala för lagens giltighet. Likaså finner SCHELLEN[10] den riktig, då plåtarna förbelysts.

Under tiden hade SCHWARZSCHILD[11] börjat de undersökningar, som blifvit epokgörande på den fotografiska fotometriens område. Han hade, som assistent på v. Kuffnerska observatoriet i Wien-Ottakring, börjat att fotografera stjärnor, följande därvid JANSSEN's[12] metod — extrafokal inställning, så att stjärnorna å plåten

[1] A. MIETHE: Diss. Gött. 1889.
[2] E. ENGLISCH: Das Schw. ges. s. 9; Arch. wiss. Phot. 1: 117: 1899.
[3] MICHALKE: Phot. Mitt. 27: 124: 1890. Jahrb. 14: 168: 1900.
[4] J. B. SPURGE: J. Cam. Club. 1893: 60; Jahrb. 8: 366: 1894.
[5] W. DE W. ABNEY: Phot. News. 1889: 218. ENGLISCH: Schw. ges. p. 8.
[6] W. DE W. ABNEY: Photography 1893: 62; Jahrb. 8: 373: 1894.
[7] W. DE W. ABNEY: Phot. Journ. 18: 56: 1893; Jahrb. 9: 123, 149: 1895.
[8] H. EBERT: Jahrb. 8: 14: 1894.
[9] RAPHAELS: Phot. Arch. 1896: 245; Jahrb. 11: 356: 1897.
[10] A. SCHELLEN: Diss. Rost. 1898. Arch. wiss. Phot. 1: 57: 1899.
[11] K. SCHWARZSCHILD: Publ. d. v. Kuffnerschen Sternw. V (1897).
[12] J. JANSSEN: C. R. 92: 821: 1881.

afbildades som skifvor af någorlunda lika diameter, men växlande svärtning, samt mätning af denna —. Men för Plejaderna, hvilka han särskildt undersökte, stämde ej alls de visuellt bestämda intensiteterna öfverens med de fotografiska. Han varierade exponeringstiden m. m. samt fann slutligen en approximationsformel, hvilken undanröjde motsägelserna.

Reciprocitetslagen innebar att, om intensitet och tid varieras, är svärtningen en viss funktion af produkten it; SCHWARZSCHILD visar att it bör ersättas med $i^q t$ eller med $i \,.\, t^p$. Man kan således, om man med σ betecknar den latenta svärtningen, med S den synliga, sätta

$$S = F(\sigma); \quad \sigma = i^q t = i \,.\, t^p.$$

Hvilket uttryck man vill välja, är likgiltigt. I senare arbeten har man vanligen, i analogi med BUNSEN-ROSCOE's, uttryckt den SCHWARZSCHILD'ska lagen:

$$it^{\vartheta} = \text{konst.}$$

Redan dess upphofsman[1] reserverar sig dock mot uppfattningen af ϑ som en verklig konstant; ABNEY's försök med starka ljuskällor visa att så ej är; men för måttliga intensitetsvariationer anser han lagen kunna väl uttrycka effekten af olika belysningar. Så är också förhållandet, och man torde kunna säga, att sedan dess all fotografisk fotometri, som ej utgår från direkt jämförelse af lika svärtningar, utan får taga beräkning till hjälp, har grundats på denna lag, liksom äfven de flesta undersökningar af dylika förhållanden tagit formen af studier öfver ϑ. Försök hafva på senare tiden gjorts att ersätta den med andra, men i den mån de äro riktiga, innebära de intet nytt i sak och föga vinst i form; ingen af dem har den riktiga begränsning och lätthandterlighet som denna.

1898, på "Versammlung deutschen Naturforscher" i Düsseldorf, höllos tvänne året därefter publicerade föredrag öfver hithörande frågor. PRECHT[2] visade, efter af honom och HEILBRONNER utförda försök, att äfven rödt ljus — således af långt utom bromsilfrets egentliga känslighetsområde liggande λ — visade dylika afvikelser.

ENGLISCH[3] har i sitt arbete hufvudsakligen undersökt intermittensförsvagningen, men beräknar därvid äfven intensitetsförsvagningen och finner den följa S:s lag. Äfven intermittenta belys-

[1] K. SCHWARZSCHILD: Phot. Korr. 36: 398: 1899. Jahrb. 14: 161: 1900.
[2] J. PRECHT: Arch. wiss. Phot. 1: 187: 1899.
[3] E. ENGLISCH: Arch. wiss. Phot. 1: 117: 1899.

ningar kunna uttryckas därmed, hvarvid dock ϑ får ett lägre värde; i ett ex. 0,93 kont.; 0,82 interm. Vidare synes svärtningen inverka; motsvarande värden för lägsta märkbara svärtning — tröskelvärdet voro 0,90 kont.; 0,78 interm. Under tiden har SCHWARZSCHILD[1] kompletterat sina celesta undersökningar med å laboratorier utförda, utsträckt dem till andra plåtsorter och, i en sammanfattning af sina arbeten, äfven beräknat ABNEY's och MICHALKE's värden samt funnit dem kunna uttryckas genom den uppställda formeln.

Under de närmast följande åren synas ej några bestämningar af ϑ hafva utförts. Några framställda metoder för fotografisk fotometri — GLATZEL 1901, COTTON 1902, BUCHNER 1902, KÖNIGSBERGER, NUTTING, CAMICHEL 1903 — använda sig af fotografien blott i form af jämförelseskala eller som registrerande i en nollmetod.

1907 publicerar WERNER sina undersökningar — dels tillsammans med BECKER,[2] dels ensam.[3] Han undersöker i den förra afhandlingen huru ϑ varierar med λ, dels med användning af färgfiltra, dels i spektrum, det senare dock mera kvalitativt, och finner då de värden tab. 1 utvisar, i hvilken utom medelvärdet är utsatt de ytterst liggande värdena och antalet bestämningar.

Tab. 1.

	Blåviolett	Grönt	Rödt
Schleussner-plåt	0,921 (6)	0,900 (6)	0,901 (2)
	0,907—0,935	0,887—0,923	0,901—0,901
Agfa-film	0,917 (4)	0,914 (4)	—
	0,908—0,928	0,893—0,932	
Perorto-film	0,782 (6)	0,779 (6)	0,791 (6)
	0,768—0,799	0,770—0,795	0,784—0,800
Pinacyanolplåt	0,864 (4)		0,888 (4)
Wratten	0,841—0,882		0,872—0,898

[1] K. SCHWARZSCHILD: Phot. Korr. 36: 109, 398: 1899; Jahrb. 14: 161: 1900.
[2] A. BECKER & A. WERNER: Zs. wiss. Phot. 5: 382: 1907.
[3] A. WERNER: Diss. Kiel. 1907; Ann. Phys. (4) 24: 164: 1907; Zs. wiss. Phot. 6: 25: 1908.

Vid undersökningen med spektrograf togs ett spektrum med större intensitet, och flere med svagare, hvilkas exponeringstider valdes så, att det förras *it* föll inom deras. Om likhet fanns för en våglängd, och ϑ ej varierade, borde likhet finnas för alla. Då spektrogrammen ej uppmättes, kan resultatet ej säkert angifvas; någon bestämd ändring i ϑ anse de sig ej kunna konstatera. Snarare anse de ϑ stå i förbindelse med plåtarnas totalkänslighet — således ej med den optiska sensibiliseringen, infärgningen af bromsilfverkornet, som möjliggör absorption af våglängder utom dess egenkänslighet, utan med den kemiska, lämplig beskaffenhet hos gelatinet, ev. tillsatser däri, som binda vid belysningen frigjorda halogener och därigenom öka bromsilfrets möjlighet att reagera för ljuset. Härmed ställa de i samband, att olika ålder hos emulsionen ger såväl olika känslighet som olika ϑ — dock utan att ange hvarpå detta påstående stöder sig.

Man torde möjligen få uppfatta detta så, att de konstatera olika ϑ-värden för olika λ, men ej anse det bero på den använda våglängden, utan på plåtmaterialets känslighet för den; deras ϑ-värdens skillnad skulle således gälla blott för en plåt med den gifna fördelningen af spektralkänslighet.

I den senare uppsatsen finner Werner för olika ortokromatiska plåtar mellan 0,78 och 0,85 liggande värden. Af mesta intresse häri äro två serier, erhållna med olika temperatur hos framkallningen och tid för dess inverkan — se tab. 2 —.

Tab. 2.

Temp.	ϑ	Framk.-tid	ϑ
5°	0,81	25^s	0,82
19°	0,80	1^m	0,80
25°	0,78	2^m	0,77
30°	0,75	3^m	0,76

Dessa Werner's resultat äro af vikt för fotometriska arbeten, och böra ses i samband med de af Kron funna, som senare sid. 43 - skola anföras. Likaså de resultat, som Mees & Sheppard erhålla, när de[1] undersöka denna lag genom att för lika svärtningar

[1] Mees & Sheppard: Inv. p. 214.

bestämma it och afsätta det mot $\log t$. De finna därvid kurvor med en tämligen horisontell midteldel och stigande såväl för större som för mindre värden på $\log i$. Försvagningen synes ej bero på totalvärdet af it; olika plåtar gåfvo kurvor it—$\log i$, som voro af samma typ. För den horisontella delen af kurvan synes $\log i$ stå i ett visst förhållande till plåtens inertia.

Vid ett engelskt naturforskaremöte meddelar Turner[1] en empirisk formel, erhållen ur stjärnfotografier

$$i \,.\, t^{4/5} = \text{const.},$$

hvilken han säger öfverensstämma med Abney's siffror, men synes vilja söka orsaken till att reciprocitetslagen ej gäller i kosmiska, ej i fotografiska fenomen (se sid. 29).

I en serie publikationer öfver sensitometriska ämnen kommer nu ett arbete af Wallace och Lemon,[2] där reciprocitetslagen behandlas. De variera intensitet och tid i vida gränser, intensiteten genom absorberande skalor och afståndsändring från 2 till 12 m., tiden från 40^s till $2\,^1/_2{}^h$, och finna därvid en öfverraskande stark variation af ϑ med svärtningen hos ej sensibiliserade plåtar Seed 27 —. Variationsområdet är från 1,000 ned till 0,663. Hos färgkänsliga plåtar — Cramers Iso — höll det sig för motsvarande svärtningsintervall omkring 0,83. De finna vidare, att ϑ varierar för olika plåtar, och anse sannolikt, att det äfven är beroende af λ.

Med anledning af Turner's arbeten hade, som sid. 29 citerats, Tikhoff[3] undersökt frågan om huru ϑ varierar. Han fotograferar Plejaderna med olika färgfiltra och finner, att för "fotografiska strålar" varierar ϑ mellan 0,67—0,69, för gult ljus däremot mellan 0,91—0,96.

Parkhurst[4] tager upp frågan till experimentell behandling. Han undersöker först, huru ϑ varierar med svärtningen, och finner denna variation falla inom intervallet 0,97—0,68, hvilket öfverensstämmer med hvad Wallace & Lemon funnit för samma plåtsort — Seed 27 — och med andra Parkhurst's resultat.

Tre andra plåtar af samma slag togos sedan af Plejaderna, och gåfvo, beräknade efter Tikhoff's fordringar. $\vartheta = 0{,}88$; 0,86; 0,91. En Cramers Iso plåt gaf utan färgfiltrum $\vartheta = 0{,}84$.

[1] Turner: Rep. Brit. ass. Dublin 1908—604; Monthly Notices 69: 69: 1908.
[2] R. W. Wallace & H. B. Lemon: Astroph. J. 29: 146: 1909.
[3] Tikhoff: Mitteil. Pulkowo, 3: 31: 1909: C. R. 148: 266: 1909.
[4] J. A. Parkhurst: Astroph. J. 30: 33: 1909.

För att undersöka verkan af färgfiltra togos tre Cramers Trichromatic-plåtar med ett färgfiltrum, afsedt att låta samma våglängder verka som de, hvilka bestämma stjärnornas visuella intensitet. Dessa gåfvo $\vartheta = 0{,}82,\ 0{,}80,\ 0{,}79$.

Sammanställdt ger detta

	enl. Tikhoff	enl. Parkhurst
för vanlig plåt	0,79	0,88
„ sensib. „ med filtrum	0,97	0,81
„ „ „ utan „	—	0,84

således motsatta resultat, hvarför ej kosmiska, utan fotografiska orsaker äro de bestämmande. Om än denna slutsats ej hör till mitt arbetsområde, har dock dess utredning framkallat värdefulla resultat för de frågor, som här undersökas.

P. P. Koch[1] anmärker i en i öfrigt på direkt jämförelse med intensitetsskala grundad, värdefull afhandling om fotografisk spektrofotometri — anm. 3, s. 843 — att äfven han erhållit ϑ-värden, som tyda på dess variation med svärtningen.

Leimbach[2] erhåller en serie ϑ-värden

Schleussner	0,87
Lumière Σ	0,95
Perorto	0,85
Chromo-Isolar	0,86

hvilka han anser lika för olika λ. Detta har dock kritiserats af andra författare.

I ett mycket omsorgsfullt utfördt arbete har Schell[3] undersökt frågan inom hvilka områden ϑ kan anses konstant. Han belyser i spektrograf med varierande afstånd — hvilket dock är rätt svårt att beräkna, när "optiska vägen" genom kvartsplattor m. m. kommer med. Ljuskällan var en i vätgasatmosfär af 1—2 atm. tryck åstadkommen gnista mellan koppartrådar, hvilken gaf kontinuerligt ljus — men väl var svår att hålla konstant.

Resultatet var — för Lombergs landskapsplåtar — $\vartheta = 0{,}92$, med afvikelser af 0,6 %, som ej gifva någon ledning för frågan om ϑ varierar med λ eller ej. Han räknar med medelvärdet af 3 plå-

[1] P. P. Koch: Ann. Phys. (4) 30: 841: 1909.
[2] G. Leimbach: Zs. wiss. Phot. 7: 157, 181: 1909.
[3] C. Schell: Diss. Lpz. 1910.

tar, erkänner att andra funnit ϑ variera, men anser sig kunna räkna med $\vartheta = 0{,}92$ för sitt försöksmaterial.

Med anledning af ett arbete öfver intensitetsförhållanden i ljusbåge och glimljus framställer STARK[1] en ny form för svärtningslagen, i det han för "normalsvärtningsområdet" sätter

$$S = \log (k i^m t^n).$$

Det är tydligt, att denna lag fordrar ett inom dess giltighetsområde rätlinigt förlopp af svärtningskurvan — hvilket han synes utan vidare förutsätta verkligen finnas. För två olika plåtsorter finner han detta område räcka från $s = 0{,}3$ till 1,5, resp. 1,2; de voro länge lagrade och mycket känsliga, men gåfvo stark slöja, $s = 0{,}40$– $0{,}65$.

För två olika intensiteter följer ur lagen:

$$\frac{i_2}{i_1} = \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{\frac{n}{m}} \cdot e^{\frac{s_1 - s_2}{m}}$$

eller approx.

$$= \left(\frac{t_2}{t_1}\right)^{\frac{n}{m}} \cdot \left[1 + \frac{s_1 - s_2}{m}\right].$$

De intensiteter, som skulle jämföras, hade förhållandet $1 : 10^5$.

n och m bestämmas ur på olika afstånd från en glödlampa tagna kurvor. Lutningen på den ena ger m; två kurvor med olika tid ge n. Han får $m = 0{,}57$; $n = 0{,}55$; $\therefore \frac{n}{m} = 0{,}96$. Osäkerheten i dessa bestämningar torde dock vara rätt stor. Detta dels på grund af den starka slöjan, hvilken synes utan vidare hafva blifvit subtraherad från den uppmätta svärtningen — se härom SHEPPARD & MEES,[2] hvilka teoretiskt påvisa att slöjan i oexponerade delar af en plåt ej får sättas = den i belysta; ett liknande resultat finna PARKHURST & JORDAN,[3] hvilka visa att en extrabelysning, motsvarande allmän slöja på plåten, har olika inverkan på olika starkt belysta fält dels äfven på grund af ganska få punkter för bestämmande af linjernas lutning — fig. 2, s. 1458, visar högst 4 — och till sist, emedan hvitt ljus därvid användes.

[1] J. STARK: Ann. Phys. (4) 33: 1449: 1910.
[2] SHEPPARD & MEES: Inv. p. 59.
[3] PARKHURST & JORDAN: Astroph. J. 26: 244: 1907.

Om detta arbete utspann sig en ganska häftig polemik mellan Stark och P. P. Koch,[1] hvari äfven Leimbach med anledning af hans ofvan citerade arbete indrogs.[2] Koch påpekar, att förhållandet $\frac{n}{m}$ måste vara bestämdt med mera noggrannhet, emedan den faktor $\frac{t_2}{t_1}$, som upphöjes till denna potens, har storhetsordningen 10^5, och hänvisar till att detta förhållande är Schwarzschild's exponent ϑ, om hvilkens variabilitet han hänvisar till öfverensstämmande försök af Parkhurst, Ives och sig själf.

I sitt svar inskränker Stark konstansen hos ϑ till det normala svärtningsområdet — svärtningskurvans rätliniga del, men anser den gälla exakt därinom. Som bevis hänvisar han till ofvannämnda fig. 2 jämte andra, delvis bättre; afböjer i öfrigt Koch's invändning, som missuppfattning af metoden, då t_2/t_1 uppdelades i mindre intervall, och utlofvar vidare försök. Koch vidhåller sin uppfattning, men ställer sig afvaktande i väntan på de nya undersökningarna.

Stark vidhåller missförståndet och hänvisar till sin uppsats i Annalerna. I denna[3] undersöker han tids- och intensitetskurvor för Hg-linjerna $\lambda = 5461$ och $\lambda = 4359$, erhållna med en kvartslampa. Intensitetsvariationen för den blåa linjen sker med tre gulfiltra + afbländning af spektrografens kameraobjektiv; för tidsvariationer två olika ridåslutare.

Han undersöker först, om skillnad i svärtning erhålles vid långsam intermittens — belysning 10 sek. afbrott 30 sek., upprepadt olika antal gånger och jämfördt med lika långa, kontinuerliga exponeringar — samt finner verkan i båda fallen nära lika; någon försvagning för intermittensen, men den var af försöksfelens storhetsordning.

Med dessa anordningar visar han sedan, att för de två linjerna gradationen hos såväl tids- som intensitetskurvor är olika, men anmärker riktigt, att resultatet får anses gälla blott för det använda materialet — Lumière, högsta känslighet — och behandlingen. Både m och n variera således med λ. Huruvida äfven deras förhållande, det mot ϑ svarande $\frac{n}{m}$ gör det, meddelar Stark ej; inga siffervärden gifvas, blott kurvor.

Han öfvergår sedan till att för den blåa Hg-linjen undersöka ev. variationer hos m och n med intensitet, resp. tid. Äfven här

[1] Phys. Zs. 12: 12, 104, 268, 310: 1911.
[2] G. Leimbach: Ann. Phys. (4) 36: 198: 1911.
[3] J. Stark: Ann. Phys. (4) 35: 461: 1911.

meddelas endast figurer — ofta visande starka afvikelser mellan de utsatta svärtningarna och de räta linjer, som efterträdt kurvorna i fig. 2—6.

Som resultat anger STARK emellertid, att tidsexponenten för normalområdet är oberoende af intensitetens variationer, då dessa hållas inom förhållandet 1 : 1600.

För intensitetsexponenten håller sig, om vissa emulsioner användas, ändringen inom samma intervall mindre än 5 %; för andra åter ändrar den sig, tilltagande med minskad intensitet, men kan anses konstant för intervall 1 : 100.

Inom samma gränser kan för monokromatiskt ljus faktorn k anses konstant; den varierar med våglängden.

STARK diskuterar vidare skillnaden mellan sin och SCHWARZSCHILD's svärtningslag; då båda stödja sig på att HURTER och DRIFFIELD's sätta $S \sim \log it$ som en följd af att svärtningskurvan (S — log it) betraktas som rät linje, synes mig skillnaden hårfin.

BROTHERUS[1] undersöker svärtningsfördelningen i spektrogram af D-linjerna. Han jämför dem med en af VOIGT angifven, medelst nicoler och kvartskilar erhållen intensitetsskala, och uppställer som allmän svärtningsformel

$$S = k \log (a\, i\, t^p + b) + c$$

där k, a, b, c äro konstanter. Då härmed resultaten kunna väl uttryckas, anser han sig kunna sluta till att äfven p är konstant.

BAISCH[2] bestämmer vid en undersökning af strålningslagen ϑ för olika våglängder, samt erhåller mellan 0,83 och 0,79 växlande värden; intet beroende af λ.

Rent teoretisk, och stödjande sig mest på STARK's formel, är en uppsats om fotografiska plåtars svärtning och fotometri af GEIGER.[3]

Experimentell är däremot VEGARD's undersökning.[4] Han bestämmer ϑ genom två serier exponeringar med olika intensiteter och tider valda för lika it; finner den konstant för olika svärtningar, samt för rödt ljus, hvitt ljus och Geisslerrör, af hvilket senare han sluter, att ej heller intermittent belysning ändrar ϑ. De värden, han anger, äro:

för afläsning å kilen =	25	30	35
erhålles ϑ =	0,885;	0,899	0,895

[1] HJ. V. BROTHERUS: Diss. Helsingfors 1912; Phys. Zs. 12: 193: 1911.
[2] E. BAISCH: Diss. Würzburg 1911; Ann. Phys. (4) 35: 543: 1911.
[3] M. GEIGER: Ann. Phys. (4) 37: 68: 1912.
[4] L. VEGARD: Ann. Phys. (4) 39: 111: 1912.

Vidare finner han

för hvitt ljus $\gamma = 0{,}900$ $(0{,}89 - 0{,}91;\ 4)$
„ rödt „ $\gamma = 0{,}890$ $(0{,}875 - 0{,}90;\ 4)$
„ Geisslerrör $\gamma = 0{,}895$ $(0{,}89 - 0{,}90;\ 2)$

Sedan den experimentella delen af mitt arbete var i hufvudsak afslutad har utkommit ett arbete af Kron[1] — väl den mest omfattande undersökning af fotografiska plåtars svärtning som utförts, och säkerligen den betydelsefullaste sedan Schwarzschild's.

Han sätter som mål för sin undersökning att utröna sambandet mellan de belysningsmängder, som för olika intensiteter gifva samma svärtning, och definierar som svärtningslag

$$\log (it) = \varphi (\log i).$$

Dess geometriska uttryck äro kurvor för konstant svärtning — Geiger's ekviopaker.

Intensiteten varieras genom olika lampor och spänningsvariation för dem; inskjutande af fotografiska plåtar med olika svärtning; inställning af nicoler, och slutligen med en på plåten lagd, graderad kil. De olika felkällor, som härvid kunna förekomma, undersökas noga; så t. ex. Eberhard-effekten i fältens svärtning (se nedan s. 73); frågan om cos-lagen gäller för variationen med nicoler; om fel kunna därvid införas genom diffust ljus; den polarisation som finnes hos af metalltrådlampor emitteradt ljus; eventuella ojämnheter på grund af Callier-effekt i de svärtade plåtarna.

De senares absorption bestämdes såväl fotografiskt som visuellt, hvaraf han slöt, att äfven obelyst gelatin utöfvar en viss selektiv absorption. (Äfven glas ensamt absorberar dock selektivt. Se t. ex. Krüss.[2]) Afdrages denna, visar sig den fotografiska absorptionen direkt proportionell mot den visuella.

Efter dessa förundersökningar exponerades en stor serie plåtar med från 1 till $10^{4,5}$ växlande intensiteter och tider så varierade, att svärtningarna föllo inom det mätbara området. Undersökta blefvo två långsamma sorter: Agfa- och Idealdiapositivplåtar; och två hastiga: Schleussners blåa och Seed 27.

De erhålla serierna gåfvo ett antal kurvor log it — log i, hvilka visade sig approximativt hyperbelformade och i det närmaste paral-

[1] E. Kron: Publ. Astrophys. Obs. Potsdam 67 (bd 22:5). I sammandrag Ann. Phys. (4) 41: 751: 1913.

[2] H. Krüss: Jahrb. 4: 45: 1890.

lella. Afvikelser konstateras för de lägsta använda intensiteterna, men äro ganska små. Förf. bortser därför från dem och sluter att med olika intensitetsvärden erhållna tidskurvor äro parallella. Analytiskt uttrycker han detta så, att svärtningslagen, i stället för

$$s = \varphi\ (i, t)$$

kan skrifvas $\qquad S = \varphi\ (s);\ s = t\ \psi\ (i).$

Med fortfarande bortseende från afvikelserna beräknar han sedan medelkurvor för de olika plåtarna.

Kurvornas form uttrycker nu huru den tillströmmande belysningen tillgodogöres. Det approximativt horisontella stycket i midten antyder ett område, där reciprocitetslagen gäller, således $\vartheta = 1$. I denna punkt erhåller man bästa effekten af belysning; den ligger vid lägre intensiteter, ju större plåtens känslighet är. Åt båda sidor därifrån ökas den ljusmängd, som erfordras för erhållande af samma svärtning; kurvan visar sig äga asymptoter och närmar sig således en rät linje, som motsvarar giltighet för Schwarzschild's lag. På de låga intensiteternas sida motsvarar detta $\vartheta = 0{,}78$, på de höga $\vartheta = 1{,}22$ — sålunda värden af samma storhetsordning som de i tidigare undersökningar bestämda.

Satsen om "optimalintensiteten" visar sig äfven kunna uttryckas så, att den ligger högre, ju kontrastrikare plåten arbetar, ju brantare dess gradation är.

Detta resultat förklarar ju att vid lika behandling för ett och samma intensitetsområde en långsammare, hårdarbetande plåt visar större ϑ än en hastig, mjukt arbetande; intervallet ligger längre från den förras optimum.

För kurvorna uppställer han sedan olika ekvationer, stödda på deras uppfattning som hyperbler eller kedjelinjer.

Han jämför sedan sina värden med föregående. Abney's resultat, motsatta med svagare och med intensiva ljuskällor få sin förklaring. Ur Schwarzschild's försöksserier försvinna de systematiska afvikelser, han själf konstaterat, men ej närmare undersökt. Sheppard & Mees ha användt en liknande metod som Kron och funnit ett liknande optimum.

Då Stark's arbeten ej innehålla några siffror kunna de ej pröfvas: Kron hänvisar emellertid på, att Stark's svärtningslag endast till formen skiljer sig från Schwarzschilds. Tidsexponentens konstans öfverensstämmer med hans egna resultat; intensitetsexponentens konstans för ett intervall 1 : 100 anser han möjlig endast vid låga intensiteter.

Efter en diskussion af Schwarzschild's förut omtalade Plejadbestämningar kommer den icke minst intressanta delen af arbetet, hvari visas att optimalintensiteten för alla de undersökta plåtarna förskjutes till större intensiteter, om framkallningstiden ökas (se fig. 6).

Härur sluter han, att den latenta bilden ej kan vara enhetlig — definieras genom blott en variabel — utan måste bero af minst två.

Denna sista variabilitet försvårar ytterligare användande af exponeringstiden som metod i fotografisk fotometri.

Det är många förut svårförklarliga fakta ifråga om svärtningens beroende af intensiteten, som ur denna uppsats förklaras. Men det konstaterade beroendet af framkallningen kastar fram en hel del nya frågor. Om en af framkallningsomständigheterna så starkt

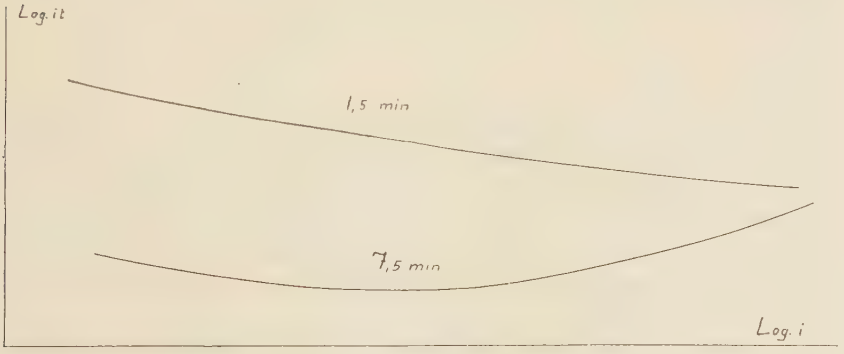


Fig. 6. E. Kron.

inverkar, skola ej äfven andra göra det? Att temperaturen kan ändra ϑ, har Werner visat; han fann ju äfven att ändring i framkallningstiden inverkar. Det synes mig, som om blott en slutsats kan följa ur denna öfversikt af de hittills utförda ϑ-bestämningar, jag kunnat påträffa. Om än flera författare hafva funnit ϑ under vissa omständigheter praktiskt sedt konstant, har dock möjligheten af starka variationer däri, såväl olika plåtsorter emellan som från plåt till plåt — t. o. m. inom samma plåt — påvisats; en användbar fotometrisk metod måste därför helst inrikta sig på jämförelse med en skala af likartadt slag som det fenomen, som skall bestämmas, och denna tagen på samma plåt som fenomenets registrering samt helst med likartad våglängd. Det är således en reducering till direkt jämförelse, som bör användas; och om ϑ skall bestämmas, bör detta ske på samma plåt där fenomenet upptages, samt å samma plåtsort och med samma plåtbehandling dess konstansområde be-

stämmas, såväl med afseende på intensitetsvariationer som på dess beroende af våglängd och svärtning. Visa sig större variationer i det senare afseendet är plåtsorten mindre lämplig.

6.

Intermittensförsvagningar.

Öfver intensitetsförsvagningen

$$F\left(\frac{i}{m},\ mt\right) < F(i,t)$$

hafva således ett stort antal arbeten utförts: intermittensförsvagningen åter

$$F\left(i,\ n\frac{t}{n}\right) < F(i,t)$$

har blifvit mycket litet undersökt.

En sådan hade eftersökts af A. & L. Lumière[1] men ej påträffats. De jämförde 3 sekunders kontinuerlig belysning med sådan genom $\frac{1}{4000}$ sek. varande exponeringar till samma totala tid, och finna ej någon skillnad. Ett positivt resultat fick däremot Abney,[2] hvilken konstaterade, dels att försvagningen ökades, då pauserna mellan belysningen gjordes längre, dels äfven att intensiteten var af stort inflytande.

Weber[3] kan ej finna någon försvagande verkan hos intermittensen, men anser ej sina försök afgörande.

Scheiner[4] kommer in på frågan därom, då det gäller att utröna, om rotationshastigheten har betydelse för hans sensitometer (se sid. 21) och konstaterar, att ganska stora ändringar däri ej ändra svärtningen. — Detta visar dock blott att en ändring i den absoluta belysningstiden, eller i storleken af de tillförda ljusimpulserna ej ändrar effekten, ty förhållandet paus : belysning ändrar han ej.

Mot befintligheten af sådan försvagning uttalar sig äfven Simon.[5] Han använder en roterande skifva med variabel urtagning för ljusförsvagning i sin fotografiska fotometer, och anser sig bevisa att detta är tillåtet genom att jämföra den svärtning, en uttagning

[1] A. & L. Lumière: Moniteur de la Phot. 1887: 27; Handb. II: 26 (2 uppl. 1898).

[2] W. de W. Abney: Phot. J. 18: 56: 1893; Jahrb. 8: 374: 1894; 9: 123, 149: 1895.

[3] L. Weber: Phot. Mitt. 31: 71: 1894; Jahrb. 9: 408: 1895.

[4] J. Scheiner: Zs. Instr. 14: 201: 1894.

[5] H. Th. Simon: Hab. Schr. Erl. 1896. Ann. Phys. (3) 59: 91: 1896.

af 180° ger, med den af 12 sektorer à 15°, symmetriskt placerade. Men äfven här ändras ej förhållandet paus : belysning — det är i båda fallen = 1.

Till grundlig undersökning upptages nu frågan af ENGLISCH.[1] Han jämför i en intermittensapparat (sid. 23) erhållna svärtningar med sådana, erhållna genom kontinuerlig belysning, och bestämmer genom direkt jämförelse de ljusmängder, som gifva lika svärtning sålunda utan att mäta denna. Förhållandet kontinuerlig : intermittent kallar han den senares verkningsgrad.[2]

Hans arbete afser dels att verificera ABNEY's slutsatser, dels att vidare undersöka frågan. Några af hans resultat hafva förut (sid. 33) citerats; han sammanfattar dem själf så.

1) Intermitterande belysning gifver mindre fotokemisk effekt än lika långvarig, kontinuerlig, och detta äfven vid förbelysta plåtar, där för intermitterande belysning BUNSEN-ROSCOE's lag ej gäller.
2) Verkningsgraden blir mindre:
   då belysningsintensiteten minskas (detta i motsats mot SCHWARZSCHILD, som anser den här bestämmande faktorn vara energitillförsel pr. stöt; ENGLISCH bevisar experimentellt att så ej är fallet),
   då förhållandet paus : belysning ökas,
   då antalet impulser ökas, under det totala belysningstiden hålles konstant (∴ med en starkare uppdelning af den tillförda energien, om öfriga förhållanden hållas lika),
   då plåtens känslighet minskas.
3) Orsaken härtill är tväfaldig: dels fotokemisk induktion (att, innan reaktion sker, någon energi åtgår att göra bromsilfret "reaktionsfähig"), dels afklingning (att denna dess förändring relativt hastigt återgår, så att nytt induktionsarbete blir nödvändigt). Dessa två faktorer i försvagningen äro af samma storhetsordning.
4) En emulsions känslighet har ej något konstant värde, utan är en funktion af den tillförda energimängden. (Detta bestyrkes dels af de förut anförda exemplen, dels t. ex. af att vid ett försök verkningsgraden för låga svärtningar var omkr. 0,70, för höga 0,65.)

[1] E. ENGLISCH: Arch. wiss. Phot. 1: 117: 1899; efter föredrag $^{20}/_{9}$ 1898.

[2] Med försvagning menas i det följande förhållandet mellan de intermittenta och kontinuerliga belysningar, hvilka gifva lika svärtning, uttryckt i Sch.° = log. med basen = $\sqrt[19]{100}$ — se sid. 53.

Här bör äfven påpekas, att ehuru Englisch's föredrag hölls innan Schwarzschild's arbeten utförts, det publicerades efter dessa, hvarför S:s åsikter däri diskuteras och bemötas.

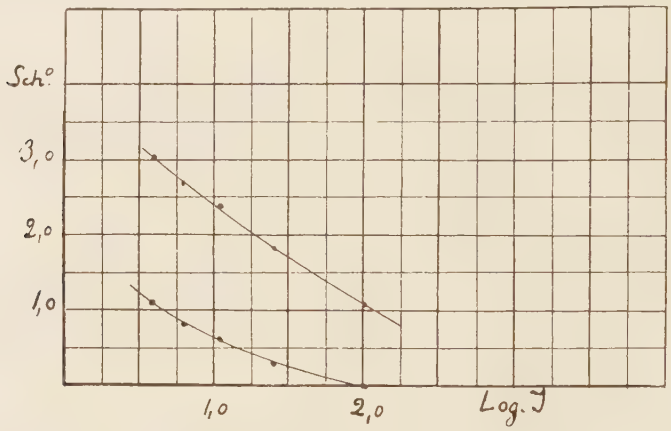


Fig. 7. Eugen Englisch: Intermittens (öfre) och intensitetsförsvagning.

Som ett exempel på hans resultat kan anföras bifogade kurvor (fig. 7), beräknade efter i Das Schw. ges. s. 14 gifna siffror samt visande intermittensförsvagningen vid 10° sektoröppning och olika intensiteter, jämte motsvarande intensitetsförsvagning.

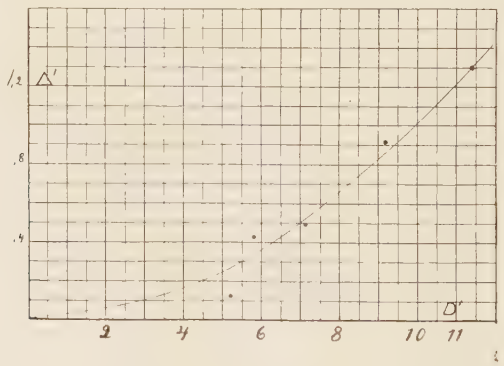


Fig. 8. K. Schwarzschild: $\Delta' =$ försvagning i Sch.° $D' =$ afstånd i samma enheter från den exponering, som ger $q(=f) = 0$, $\therefore$ från $\alpha = 360°$.

Schwarzschild hade vid sina första försök [1] kännedom om dessa Englisch's arbeten och omnämner dem. Han ger där en serie (fig.

[1] K. Schwarzschild: Phot. Korr. 36: 109: 1899.

8), som tydligt visar ändringen med ökad intermittensfaktor — paus : belysning —.[1]

Samma år[2] upptager han frågan och konstaterar, att vid intermittent belysning fyra oberoende variabler finnas:

1) q = intermittensfaktorn.
2) t = sammanlagda tiden för belysning + paus.
3) I = den verkande intensiteten.
4) T = totala exponeringstiden (från första t. o. m. sista belysningen).

Härur erhållas tiderna för paus och belysning, totala belysningstiden och antalet impulser.

Schwarzschild finner nu:

1) om q är bestämdt, inverkar T föga; således äfven svärtningen.
2) försvagningen växer med q.
3) om q går upp mot 1 (försöket utfördt vid långsam rotation), erhålles föga försvagning, 0,2° i medeltal.
4) För $q = 23$ erhålles stark försvagning, större ju kortare hvarje impuls (t) varar, och ju mindre I är. Det synes vara energimängd pr. impuls som bestämmer verkan. Uppnår denna emulsionens tröskelvärde, erhålles föga försvagning.

Schwarzschild sammanfattar detta så: Intermittensförsvagningen bestämmes endast af två faktorer, nämligen af q och af produkten $I.t$; intensitetens eller totala belysningstidens, liksom svärtningens absoluta värden äro utan betydelse.

En serie försök ur den senare uppsatsen visar fig 9.

Hans värden äro ej erhållna medelst mätning af svärtningen, utan genom uppskattning inom rätt stora intervall i en skala, hvarför han ej gör några anspråk på noggrannhet. De synas honom dock öfverensstämma med såväl Abney's som Englisch's försök dennes senare undersökningar, hvilka, som förut påpekats, delvis upphäfva Schwarzschild's, voro då ej publicerade.

Eder har sedan[3] anställt en del försök, afsedda att kontrollera Schwarzschild's. Han beräknar huru man genom diskontinuerligt utdragande af ett kasettlock, skall åstadkomma en lämplig, kontinuerlig skala och belyser plåtar dels på detta sätt, dels i Scheinersensitometern (stora formen). Men då denna har en extra, oregelbunden intermittens i de starkast belysta fälten (se sid. 23) och

[1] Jag har här, liksom i fig 9—11, för att möjliggöra jämförelser omräknat siffrorna till de enheter A' och D', som jag själf användt — se vid. fig. 8 och s. 84.

[2] K. Schwarzschild: Phot. Korr. 36: 171: 1899.

[3] J. M. Eder: Handb. III: 231.

Eder dessutom dels tager sina belysningar med olika intensiteter, dels anger glest liggande värden på kontinuerligt erhållna svärtningar, är det svårt draga några slutsatser ur hans siffror. En kurva har jag dock dragit ur dem (se fig. 10), visande försvagningens tillväxt med intermittensen. Själf anger han blott, att man för högre nummer kan konstatera försvagningar af $\frac{1}{2}$ 1° Sch. — således 13–27 %.

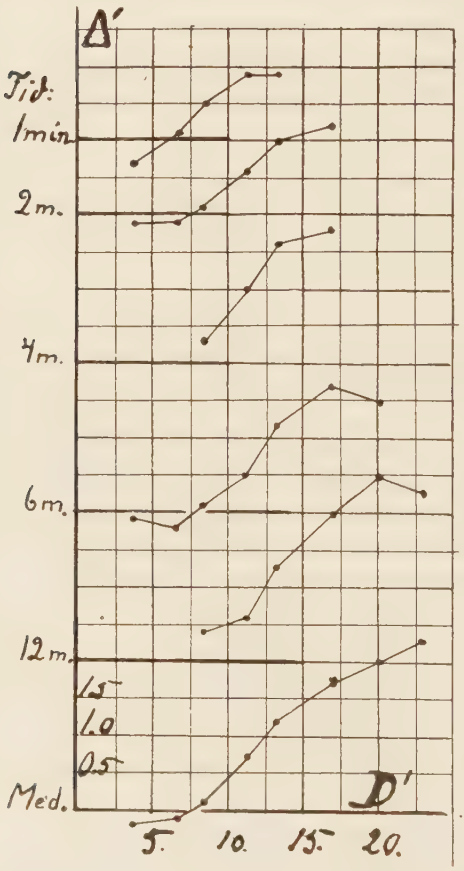


Fig. 9. K. Schwarzschild: Försvagning vid olika total exponeringstid och medelvärdet däraf.

Sheppard & Mees,[1] hvilka utfört sina omfattande och värdefulla arbeten öfver fotografiska frågor i allmänhet med belysning i intermittensapparat (se sid. 24), undersöka frågan om intermittensens inflytande genom att jämföra liktidiga exponeringar, 5 min. med 1520, resp. 9,5 hvarf pr. minut. De finna en ganska stor skillnad i svärtning, som för log $E < 2{,}0$ är till den hastigare rotationens nackdel, och sluta af försöken, att om rotationen hålles under 100 hvarf pr. minut, behöfver man ej frukta någon intermittensförlust t. o. m. för långsamma plåtar.

Häri torde de dock hafva misstagit sig, hvilket de kunnat finna, om de jämfört dessa båda serier med en kontinuerlig tidsskala.

Mera värde än denna slutsats har deras diskussion af förlustens orsaker, till hvilken vi senare återkomma.

I samband med en undersökning af olika afbländningsmetoder för astrofotometriska mätningar med en större reflektor har Seares[2] jämfört effekten af en framför dess spegel placerad bländare, hvilken lämnar 4 sektorer à 15° fria, med den af en 60° sektorblän-

[1] Sheppard & Mees: Inv. p. 222.

[2] F. H. Seares: Astroph. J. 39: 307: 1914.

dare, roterande framför plåten. De gifva lika verkan; Seares frågar nu, om ingendera ger försvagning, således Talbot's lag gäller, eller om båda försvaga, men lika mycket.

Baisch[1] har, vid försök att på fotografisk väg kontrollera strålningslagarna, ämnat vid framställning af en jämförelseskala använda intermittent belysning men afstått därifrån; han anser den ligga mellan tids- och intensitetsskalorna.

Synnerligen grundligt har frågan upptagits af A. E. Weber.[2] Hans undersökning afser att utreda, huruvida genom lämpligt valda

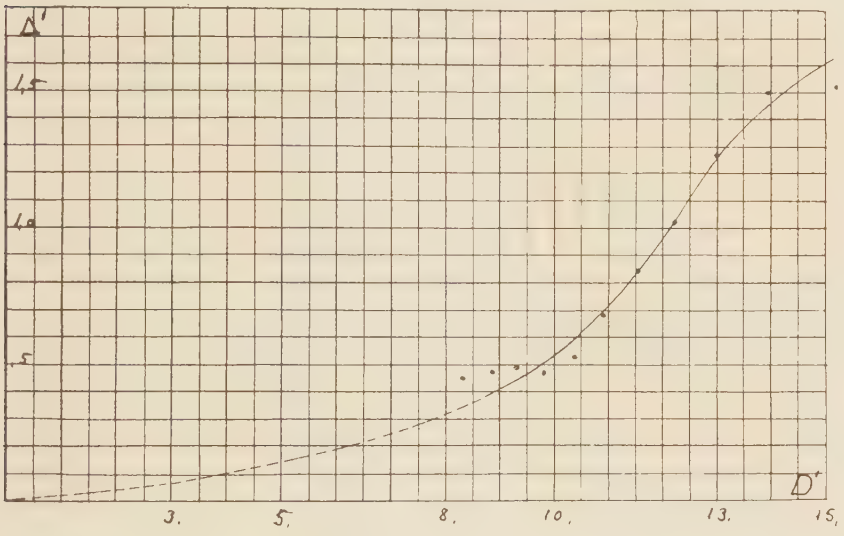


Fig. 10. J. M. Eder.

intermittenser en med intensiteter likvärdig skala kunde erhållas — således samma fråga som Eder och Schwarzschild framställt och ansett böra besvaras jakande.

Weber använder spektralt sönderdeladt ljus. I strålknippet kan inskjutas dels en fast sektorbländare, i hvilken två 90° sektorer äro uttagna, dels en roterande sektor. Genom att använda den fasta bländaren i två mot hvarandra vinkelräta lägen och taga medeltalet vinnes oberoende af ojämnheter i ljusfördelningen inom knippet. Den roterande sektorn är ställbar.

Med olika inställningar däraf tagas nu sex exponeringar, hvilka gifva en intermittent tidsskala. Exponeringar göras sedan dels utan,

[1] E. Baisch: Diss. Würzb. 1911. Ann. Phys. (4 35: 543: 1911.
[2] A. E. Weber: Ann. Phys. (4) 45: 801: 1914.

dels med den fasta bländaren; deras värde evalueras ur den med intermittens erhållna skalan. Förhålla sig dessa värden som 2 : 1, äro skalorna likvärdiga för detta område.

Genom att på andra sätt försvaga ljusknippet och sedan med sektorbländaren halfvera dess intensitet pröfvas olika delar af jämförelsekurvan. Han finner så öfverensstämmelse dem emellan

1) vid 1890 hvarf pr. minut, 60 s. exponeringstid
2) äfven om hvarfantalet nedsättes till 120 pr. minut; vid 3 hvarf pr. minut däremot skillnad,
3) äfven om exponeringstiden ändras.

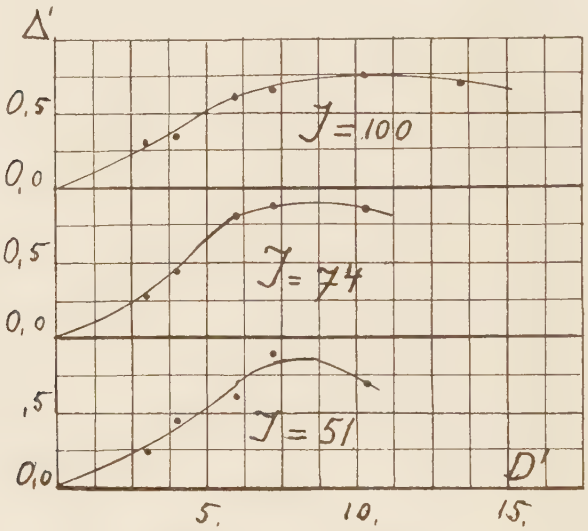


Fig. 11. A. E. Weber.

Han gör — vid sidan häraf — en jämförelse för tre olika intensiteter med kontinuerlig belysning, hvilken visar försvagning (se fig. 11), samt undersöker effekten af lika verklig exponeringstid, erhållen med olika sektorer; den visar sig olika, hvilket var att vänta.

Som slutsats säger han, att under de af honom undersökta förhållandena hade ekvivalens visat sig finnas mellan de olika skalorna; huruvida den finnes i andra fall, t. ex. för Scheinersensitometerns skala, vore en fråga att utreda. Funnes ekvivalens äfven där, kunde en dylik apparat med fördel användas för jämförelseskalans infotografering. Att så skulle vara, har antagits af Eckert & Pummerer,[1] hvilka för $\lambda = 6000$ med Weber's apparat upprepa

[1] Fr. Eckert & R. Pummerer: Zs. ph. Ch. 87: 599: 1914.

hans försök, finna afvikelserna < 2 à 3 % och använda intermittent tidsskala för evaluering af intensiteter.

Detta var, som redan förut framhållits, den fråga, jag ville söka att besvara, och jag instämmer med Weber i att de hittills föreliggande undersökningarna lämna den öppen, trots Eder's och Schwarzschild's förut citerade förmodanden.

Englisch's arbeten sysselsätta sig ju hufvudsakligen med att undersöka intermittensförsvagningens beroende af den använda intensiteten. I Schwarzschild's, som undersöka ändringen med olika intermittenser, är svärtningen ju ganska primitivt bestämd. Äfven synas oregelbundenheter förekomma, t. ex. att för $q < 6$ i alla de serier, han gifvit, en förstärkning erhålles — visserligen ej stor, men ständigt återkommande. Hans kurvor kunna därför ej gifva någon visshet om funktionen

$$J' = F'(q),$$

till hvilken Weber hänvisar.

Ej heller dennes egna och de af Eckert & Pummerer utförda undersökningarna synas mig afgörande, i synnerhet om man jämför de kurvor, som ur den förres siffror kunna erhållas, med de räta eller svagt krökta linjer, som i samma enheter uttrycka intensitetsförsvagningen.

Egendomligt är att ingen af de citerade författarne själf grafiskt framställt sina resultat.

Hvad som behöfves är en på noggranna svärtningsmätningar byggd, på en och samma plåt utförd, bestämning af försvagningen, då dels intensitet, dels intermittens varieras, och jämförelse sker med kontinuerliga tidsskalor.

B. Egna undersökningar.

1.

Tidigare försök.

Mitt eget arbete på detta område började våren 1907,[1] då jag konstaterat flusspatens starka radioluminescens och dess relativt långsamma afklingande, hvilka förhållanden göra den till ett lämpligt objekt för en undersökning af luminescensens ändring med tiden. Ett lämpligt stycke exciterades med Ra och flyttades sedan, under iakttagande af nödiga försiktighetsmått, omkring på en bromsilfverplåt — Lumières Σ —, så att efter dess framkallning en serie med aftagande intensitet men samma tid upptagna svärtningar erhöllos — således en intensitetsskala, om än något komplicerad, då plåten å hvarje fält erhöll belysningen $\int_{t_1}^{t_2} I_t\,dt$, ej $I_i(t_2 - t_1)$.

Det var mig från början klart, att ett konstanthållande af framkallnings- och andra förhållanden, så att en gång för alla framställda jämförelseskalor skulle kunna användas, måste i hög grad försvåra arbetet och dessutom göra resultatet ganska osäkert. Det syntes därför då bäst att för hvarje plåt, som exponerades, afskära ett stycke och därpå framställa en jämförelseskala, hvilken, tagen på ett och samma material, fick med den egentliga mätplåten gemensam och så vidt möjligt identisk behandling.

Någon apparat för framställande af intensitetsskala fanns ej att tillgå, men väl en Scheinersensitometer — äldsta formen — för hvilken jag hade att tacka Prof. Dunér's tillmötesgående. Den hade kontinuerlig uttagning och gaf en serie fält, i hvilka svärtningen varierade, något som också mycket väl vid lämpliga observationsvillkor kunde direkt iakttagas.

[1] A. Odencrants: Fot. Tidskr. 20: 178: 1907.

Om intermittensafvikelserna voro mig då bekanta Schwarzschild's och Eder's undersökningar, hvilka enas om, att en intensitetsskala skulle "von der Scala der Expositionszeiten ebenso abweichen wie das Scheinersensitometer". Det syntes sålunda ej förenadt med större osäkerhet att jämföra flusspatens intensitetsskala med intermittensskalan, helst som en beräkning af Eder's värden på de olika försvagningarna visade nära lika storlek på dem.

På förslag af prof. Granqvist jämförde jag så direkt — plåtarna lagda hinna mot hinna — de erhållna luminescensregistreringarna med i Scheinersensitometern erhållna skalor, hvarvid genom dessas kontinuerliga svärtningsvariation en noggrannhet af omkr. $^1/_4$ Scheinergrad kunde erhållas, och fick så en del värdeserier för luminescensens afklingning.

Men detta var dock en för svag grund att bygga på, när undersökningen skulle fortsättas. Om intermittensskalor, som det syntes, skulle kunna ersätta intensitetsskalor, måste det visas, att så verkligen var fallet; en grafisk framställning af Schwarzschild's och Eder's värden bestyrker ej deras egen slutsats. Scheiner'ska sensitometern var ej lämplig härför; dess uttagning kunde ej kontrolleras, och kasetten, liksom dess placering, var olämplig.

En ny sensitometer, med noggrannt arbetad uttagning, byggdes därför — i början för att, medelst en kasett med två skjutlock, kunna på en 2,5 × 12 cm. plåt taga två skalor för jämförelse, t. ex. med olika intensitet. Men ett närmare studium af litteraturen, liksom egna erfarenheter under fotografiskt arbete, visade att det ej var fördelaktigt att taga jämförelseskalan på en från hufvudplåten afskuren del. Allt, som skulle jämföras, borde vara samladt på en och samma plåt. Ej heller visade sig den kontinuerliga skalan önskvärd — en hel del komplikationer inträdde, så snart ej punktformig ljuskälla användes, t. ex. att ljus, som passerat olika uttagningar, träffade samma ställe på plåten, så att dess belysning blef en integral för visst område af den funktion som uttryckte uttagningens variation.

Jag öfvergick därför till den ursprungliga, af Hurter & Driffield använda, af Eder återinförda diskontinuerliga — trappformiga — uttagningen, men undvek hans misstag att fördela de högsta fälten på två delar. För att ansluta mig till förutvarande arbeten valde jag Scheiner's gradering - - tjugu fält, geometriskt växande från 1 till 100 och således med intervallet $\sqrt[19]{100} = 1{,}274$. Detta intervall, vanligen räknadt med dess logaritm, kallar jag i likhet

med Eder m. fl. en grad Scheiner = Sch°, och använder det som mått på variationer af tid, intensitet m. m.

Det är mig nu tydligt, att det hade varit bättre ej direkt kopiera denna gradering, utan dela upp serien 1—100 på 21 fält. Man hade då fått hvarje steg $\sqrt[20]{100}$, således log = 0,100, hvilket hade gifvit mycket enklare öfvergång mellan "grader" och deras motsvarande faktorer. Som det nu är, måste särskilda tabeller beräknas för öfvergången.

Vidare ordnades en kasett för 9 × 12 cm. plåtar, afsedd för upptagande af 8 skalor; då hvarje uttagning å sektorhjulet var 5 mm. bred, den därbakom exponerade ytan 1,5 mm., kunde man vara säker — om ljuskällan ej blef alltför stor och fördes alltför nära — att endast ljus från dithörande uttagning träffade plåten.

Försök gjordes att drifva sensitometern med urverk; det visade sig ej lämpligt, och jag öfvergick till en lämpligt nedväxlad elektrisk motor — fig. 12.

Under arbetet härmed, för undersökning af lämpligt plåtmaterial o. d., blef emellertid klart, att en direkt jämförelse mellan intensitets- och intermittensskalor ej kunde lösa frågan. Det var nödvändigt att framställa rena — kontinuerliga — tidsskalor att hafva som utgångspunkt för jämförelsen.

Arbetets mål blef sålunda att utarbeta en metod att å en och samma plåt framställa dels sådana, dels intermittenta tidsskalor och intensitetsskalor samt genom dessas jämförande utröna, huruvida Schwarzschild's och Eder's ofvan citerade uttalande var riktigt. Skulle så visa sig vara fallet — det har bl. a. utan bevis accepterats af Terkan[1] — hade man i sensitometern ett mycket bekvämt sätt att erhålla jämförelseskalor för evaluering af intensitetsfenomen; man skulle vara fullt oberoende af all selektiv absorption och andra omständigheter, som försvåra erhållandet af goda intensitetsskalor.

Frågan blef då huru dessa tidsskalor skulle framställas. Litteraturstudium visade att knappast mer än två metoder funnos använda: successiv utdragning af skjutlock, eller att låta plåten och en med lämpligt valda uttagningar försedd skifva passera hvarandra; hvilket senare kunde ske antingen genom att kasetten rördes bakom en fast skifva eller vice versa.

Den senare metoden valdes, då den ju erbjöd vida mera möjligheter att erhålla en lämplig skala — bäst var ju att välja därtill samma skala som intermittensapparatens — och af de två där före-

[1] L. Terkan: Astr. Nachr. 186: 113: 1910.

tintliga möjligheterna var en fast placering af plåten obetingadt att föredraga man erhöll ju då en bestämd, alltid lika belysningsriktning, så att exponeringen hela tiden skedde på exakt samma afstånd o. s. v.

Arbetet på framställande af en dylik apparat påbörjades så i samråd med universitetets instrumentmakare, herr Gustaf Rose:

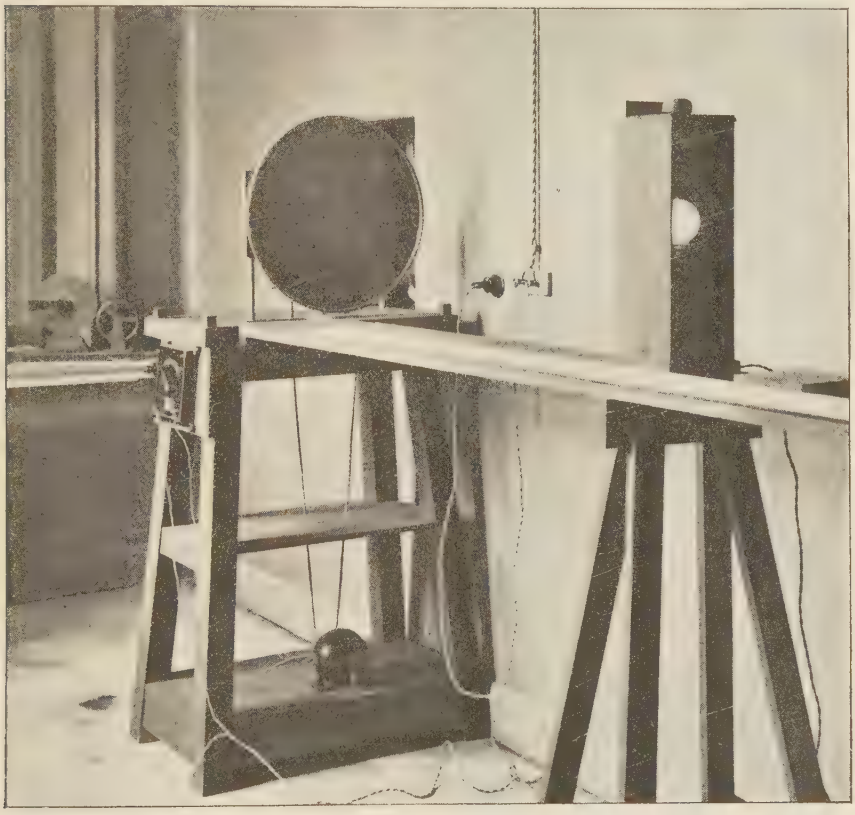


Fig. 12. Intermittenssensitometer — tidigare anordning.

och jag begagnar här tillfället att uttala min tacksamhet för alla goda förslag och för det synnerligen tillfredsställande sätt, på hvilket mina konstruktioner blifvit utförda.

Det gällde alltså att låta en skifva, försedd med uttagningar af från 1 till 100 växande relativ längd, med jämn och alltid reproducerbar eller åtminstone mätbar hastighet glida förbi plåten. Dess gång undersöktes genom att medelst en af sekundur drifven

penna registrera tiden å en vid den rörliga delen, sliden, fästad, sotad glasplåt, hvilken sedan fixerades och uppmättes.

Från början var tydligt att fritt fall ej kunde användas, utan att någon dämpning var nödvändig. Efter försök med fall och diverse slags bromsning, men utan användbara resultat, fästades sliden vid ett urverk, så att detta drogs af dess tyngd + extra belastning, och vid en lämplig axel i urverket anbragtes en roterande luftbroms — fig. 13. — Härmed vunnos vida bättre resultat; efter några centimeters gång fick sliden jämn hastighet, då lämplig belastning användes, och behöll denna ganska väl under passagen förbi den spalt, bakom hvilken plåten exponerades. Däremot visade sig, att man ej kunde lita på att återfå samma hastighet; och då dess registrering ej var lätt att anordna, utan att skada apparatens gång, nödgades jag öfvergifva denna konstruktion, hvilkens utpröfning kostat mycket arbete, och försöka en helt ny princip. Det var att använda den till intermittensapparaten hörande skifvan och dels med remskifva, dels med evighetsgängad skruf och motsvarande hjul till lämplig storlek växla med hastigheten hos den motor, som användes för den intermittenta belysningen.

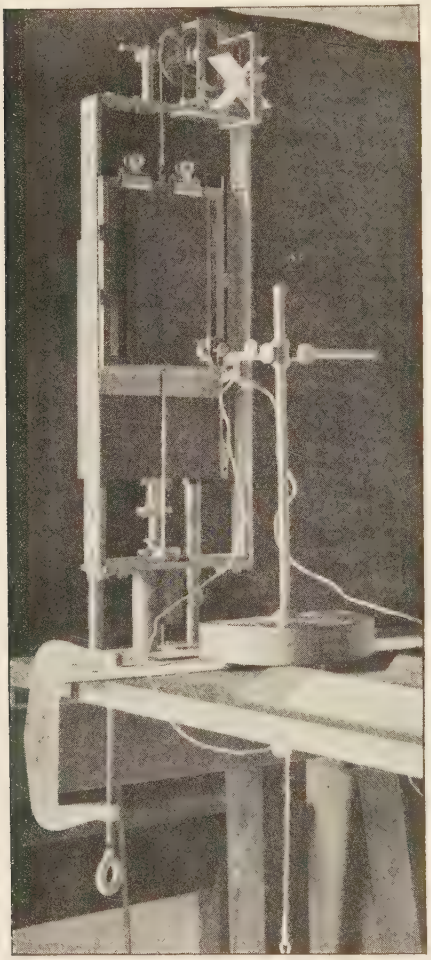


Fig. 13. Fallapparat för kontinuerliga tidsskalor.

Metoden visade sig god; växlingarna i motorns hvarfantal, väl på grund af växlingar i spänningen hos stadsströmmen, med hvilken den drefs, visade sig under försökstiderna små, och sensitometerskifvans rotationstid kunde utan svårighet bestämmas. Dessutom var det ju en fördel att för intermittenta och kontinuerliga tidsskalor kunna använda samma sektorhjul.

Att härmed äfven erhålla intensitetsskalor var ej svårt: man exponerade blott tidsskalor med ljuskällan på lämpligt växande afstånd — jag valde dem så, att intensiteten för hvarje ny skala minskades med 1,5° Sch. — och sammanställde sedan de fält, som hade samma belysningstid. Man hade också kunnat gå en motsatt väg: anordnat en intensitetsskala, exponerat plåten bakom denna lämpligt växande tider och sedan kombinerat de med lika intensitet belysta fälten till tidsskalor. Då redan rotationsapparaten fanns, var den förra anordningen enklare; det skulle äfven hafva mött rätt stora svårigheter att erhålla en dylik, väl graderad serie af intensiteter, ty GOLDBERG's tuschkilar kan man ännu ej erhålla annat än med kontinuerligt växande absorption, och en rörsensitometer är ganska svår att anordna med den precision, som fordras, utan att den erhåller allt för stora dimensioner. Jag valde därför att direkt framställa dels intermittenta, dels kontinuerliga tidsskalor och ur dessa senare genom omgruppering beräkna intensitetsskalor.

2.

Arbetsmetod.

Fotografiskt material.

Det fotografiska material, jag efter jämförande försök valde att undersöka, blef "Dr. SCHLEUSSNER's Gelatine-Emulsionsplatten, Gelbetikett". Det var en bromsilfveremulsion af medelkänslighet — för liten sådan skulle ha fordrat för långa exponeringstider; för stor synes gifva mindre afvikelser från reciprocitetslagen — se härom sid. 42.

Under arbetets gång användes flera leveranser af plåtar, och jag erhöll i de senare en emulsion af något större hastighet, hvilket äfven visade sig i genomgående mindre afvikelser från reciprocitetslagen.

Då vanliga plåtar visa, dels en genomgående krökning — emulsionen gjutes i allmänhet å den svagt konkava sidan[1] — dels äfven andra ytfel, hvilka kunna orsaka starka lokala ojämnheter i emulsionens tjocklek, syntes det mig säkrast använda å spegelglas gjutna plåtar, ehuru det finnes undersökningar,[1, 2] hvilka förklara vanliga plåtar kunna användas.

[1] J. A. PARKHURST: Astroph. J. 31: 15: 1910.
[2] C. CAMICHEL: Ann. Toul. (2) 5: 323: 1903.

Jag valde en emulsion af vanlig känslighet — icke sensibiliserad — för att ej onödigtvis komplicera fenomenet, då variationer i ϑ synas vara mera att vänta för olika sensibiliseringsmaxima än inom området för bromsilfrets egenkänslighet. Man kunde således med dessa vänta mindre risk, när längre fram en rätt komplicerad luminescensemission jämfördes med en speciell intensitetskurva.

Ljuskälla.

För belysningen kunde olika konstanta ljuskällor komma i fråga. Hefnerlampan är ju den primära normallampan, men tyckes alltmera öfvergå till att användas som en sista hufvudstandard och ett kontrollmedel för sekundära normaler. Dess känslighet för luftförhållanden — temperatur, fuktighet, kolsyrehalt — och fordran att den skall brinna fullt fritt, hvilket kommer den att fladdra vid minsta rörelse, nästan blott för andningen, göra den mycket svår att använda vid större serier. Acetylenljus och pentanlampor — mest använda i England — äro äfven rätt svårhandterliga och särskildt olämpliga vid fotografiskt arbete, enär plåtarna lätt slöjas, om de utsättas för gasens påverkan. Däremot hafva elektriska glödlampor visat sig allt mer och mer användbara — i synnerhet sedan metalltrådslamporna kommit i bruk.

Ett hinder för koltrådslampornas konstans var ju den starka förstoftningen, som bildade beslag på glaset och ändrade både färg och ljusstyrka hos lampan.

Denna är, om ej helt borta, så dock starkt minskad hos metalltrådslamporna, hvilka dessutom, enl. Liebenthal[1] för 1 % ändring i spänningen ändras 4,4 % i ljusstyrka (siffran för en lampa af äldre typ) i motsats till koltrådslamporna, där ändringen är 6 %.

För att ej riskera slöjning af plåten och falskt ljus genom reflexer o. d., samt då, på grund af lystrådarnas anordning, afståndet från lampan själf var svårt att definiera, byggdes lampan in i ett lämpligt, ljussäkert och ventileradt hus. I dess vägg insattes en mattskifva, hvilken tjänstgjorde som ljuskälla och från hvilken afståndet räknades. Se fig. 12; bakre väggen är där borttagen.

Af föregående litteraturöfversikt framgår, att gradationen, liksom konstanten ϑ synes kunna vara något, om ock ej mycket olika för olika våglängder. Då afsikten dessutom från början var att utreda förutsättningarna för att på fotografisk väg bestämma afklingningen hos det gröna hufvudbandet i flusspatens radioluminescens, som jag observerat[2] vid omkring 4800 ÅE, borde det använda ljuset hafva

[1] E. Liebenthal: Praktische Photometrie, s. 336, 340.

[2] A. Odencrants: Vet. Ak. Arkiv. Mat. Astr. Fys. 6: nr. 27, s. 18: 1910.

någorlunda denna våglängd. Variationerna för ϑ med λ synas dock vara så små, isynnerhet inom området för bromsilfrets egenkänslighet, att det ej var nödvändigt hafva spektralt sönderdeladt ljus; jag använde därför ett af Wratten & Wainwrights ι-filtra,[1] hvilket genomsläpper spektralområdet 4650 -5250 och ungefär sammanfaller med det område, bandet vid större intensiteter upptager — l. c. pl. 2. Dess infattning bestämde ljuskällans största diameter till 3,4 cm.; den kunde varieras genom insättande af bländare tätt vid mattskifvan, hvaraf jag dock ej begagnade mig, då afståndsändring var både enklare och säkrare.

En faktor i lampans ljusstyrka, till hvilken hänsyn måste tagas, när den på nämndt sätt inneslöts, var att dess motstånd kunde tänkas variera med upphettningen. Fördelaktig är ju då metalltrådlampornas mindre strömförbrukning, som betydligt minskar deras uppvärmning; jag lät dock alltid lampan vara tänd så lång tid före en serie, att jämvikt i temperaturen måste hafva inträdt.

De afstånd och däraf bestämda intensiteter, som användes, visar tab. 3. Första kol. visar de använda afstånden (uttryckta i meter)

Tab. 3.

Afst. (m.)	Rel. int.	I Sch.°	Rel. tid
0,750	6,166	7,50	40,0
899	4,282	6,00	—
1,079	2,975	4,50	82,8
293	2,069	3,00	—
550	1,439	1,50	171,8
861	1,000	0,00	—

mellan ljuskälla och plåt; den andra relativa intensiteten i dessa ställningar; den tredje dessa värden, uttryckta i Sch.°. och den fjärde de exponeringstider som användts (i sek.) för att med olika intensiteter erhålla lika *it*.

Afstånden bestämdes på en vid den optiska bänken fästad, kontrollerad mm.-skala, och klossar fastskrufvades å bänken så, att identiskt samma inställningar äfven i mörkret kunde återfås. För ytterligare kontroll häraf, för afläsning af ur och för protokollföring

[1] Wratten Light filters 1913, p. 29, nr. 75.

fanns å lamphusets från exponeringsapparaten vända sida ett litet med rödt glas skyddadt fönster upptaget.

Att intensiteten varierar med kvadraten på afståndet gäller, strängt taget, endast en punktformig ljuskälla, och bör således kontrolleras här, där som sådan en mattskifva af 17 mm. radie användes. Likaså bör kontrolleras att ej afståndet från plåtens midtpunkt inför fel genom ändring af afståndet från ljuskällan, emissions- och infallsvinkeln.

Enklast torde dessa korrektioner sammanföras på följande sätt:

Antag ett cirkulärt hål af radien ϱ_1 täckt af en mattskifva och undersök den strålning därifrån, som träffar ett med hålets yta

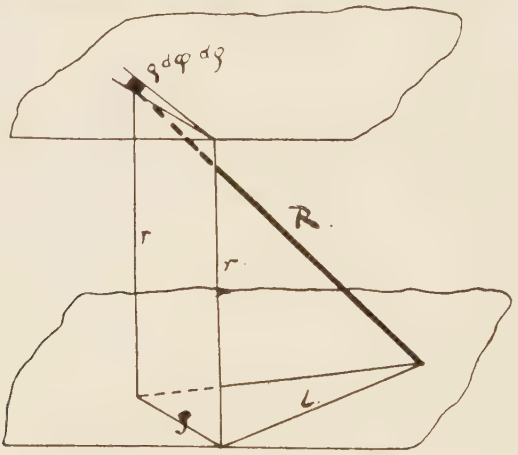


Fig. 14.

parallellt plan, på ⊥ afståndet r och i en punkt på afståndet l från projektionen å planet af hålets centrum.

Cylinderkoordinater införas; ett element af hålet har ytan $do = \varrho d\varphi \,.\, d\varrho$; den punkt P i nedre planet, som undersökes, är (l, φ'). Afståndet dem emellan är — se fig. —

$$R^2 = r^2 + a^2 = r^2 + [\varrho^2 + l^2 - 2\varrho l \cos(\varphi - \varphi')];$$

Antages såväl den strålande som den mottagande ytan fullständigt matt, är den strålning från elementet do, som träffar plåten i P

$$dI = \frac{do}{R^2} \cdot \cos^2 \psi; \quad \cos \psi = \frac{r}{R};$$

$$\therefore dI = \frac{r^2 \,.\, \varrho d\varphi \,.\, d\varrho}{[r^2 + \varrho^2 + l^2 - 2\varrho l \cos(\varphi - \varphi')]^2}.$$

Uttryck nu afstånden från centrum i båda planen i bråkdelar af planens afstånd r:

$$\varepsilon = \frac{\varrho}{r}; \quad \varepsilon_1 = \frac{\varrho_1}{r}; \quad \eta = \frac{l}{r};$$

så erhålles

$$I = \int_0^{\varepsilon_1} \int_0^{2\pi} \frac{\varepsilon \, d\varepsilon \, d\varphi}{[1 + \varepsilon^2 + \eta^2 - 2\eta\varepsilon \cos(\varphi - \varphi')]^2}.$$

Antag nu såväl η som ε vara sådana att högre digniteter än η^4 och ε^4 kunna försummas, och integrera. Man får då

$$I = \pi \varepsilon_1^2 (1 - \varepsilon_1^2 - 2\eta^2).$$

Detta motsvarar i praktiken dels den anordning, jag användt, dels sådana rörsensitometrar, där en skifva af mattglas placeras framför hålen, t. ex. SCHEFFER's (sid. 18).

I uttrycket är $\pi\varepsilon_1^2$ den endast ur afståndet beräknade intensiteten. Inom parentesen är ε_1^2 korrektionen på grund af ljuskällans dimensioner, $2\eta^2$ den som betingas af P:s afstånd från centrum, eller här af plåtens utsträckning.

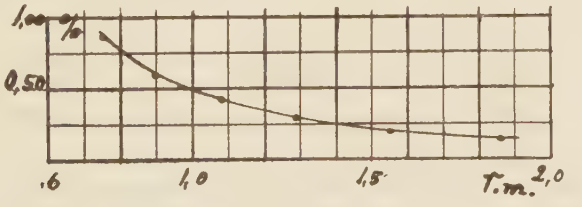


Fig. 15. — Jf. tab. 4.

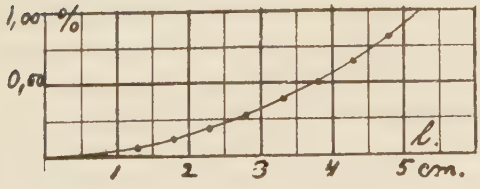


Fig. 16. — Jf. tab. 5.

Huru dessa korrektioner variera, framgår ur tab. 4 och 5. Den förra visar, för $\varrho = 17$ mm. och $l = 48$ mm. — det ogynnsammast belägna fältet — huru ε_1 och η samt de däraf härledda, i % uttryckta

Tab. 4.

r	ε_1	ε_1^2 %	η_l	$2\eta_l^2$ %	Σ korr.
0,750	$\frac{1}{44,1}$	0,05	$\frac{1}{15,6}$	0,82	0,87
899	$\frac{1}{52,8}$	04	$\frac{1}{18,7}$	57	61
1,079	$\frac{1}{63,5}$	03	$\frac{1}{22,4}$	40	43
293	$\frac{1}{76,2}$	02	$\frac{1}{27,0}$	27	29
550	$\frac{1}{91,2}$	01	$\frac{1}{32,2}$	19	20
861	$\frac{1}{109,5}$	01	$\frac{1}{38,8}$	13	14

Tab. 5.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
l	48	43	38	33	28	23	18	13	8	3
$l^2 : l_1^2$	1,00	0,80	0,63	0,47	0,34	0,23	0,14	0,07	0,03	0,004
$2\eta_1^2 . l^2/l_1^2$	0,82	66	51	39	28	19	12	06	02	00

korrektionerna variera för de olika afstånd, på hvilka lampan användes; den senare dels huru η^2 varierar för de olika fälten, uttryckt genom $l^2 : l_1^2$, dels en serie korrektioner för dem, beräknade för kortaste lampafståndet och således ogynnsammaste fallet.

Korrektionen för ljuskällans dimensioner är således utan betydelse; man kan beräkna dess intensitet ur afståndet.

Större är korrektionen för de olika fältens afstånd från plåtens centrum. Den är dock ganska liten utom för de yttersta fälten och på de kortaste afstånden. Å dessa voro dock fälten i fråga i de flesta fall så starkt svärtade, att de ej kunde med noggrannhet uppmätas, och kommo således ej med i beräkningen; försvagningen torde därför i allmänhet ej ha öfverstigit 0,5 %, utom vid några plåtar af den första serien, hvilka dels voro mindre känsliga, dels exponerade med en svagare ljuskälla.

De lampor, som användts, hafva varit osramlampor; först på 110 volt, brända med någon underspänning för att få lampan mera hållbar, sedan på 17 volt. Då åtskilliga andra begagnade institutionens 110 volts batteri, kunde det nämligen hända, att en serie fick afbrytas, emedan spänningen rätt starkt ändrades, om flera togo ström samtidigt. Emellertid konstaterades under denna tid, å en med lampan parallellkopplad precisionsvoltmeter, att under den "konstanta" perioden för batteriet spänningen äfven höll sig mycket tillfredsställande konstant.

Då senare osramlampor kunde erhållas för 17 volt, öfvergick jag till att använda dessa. Två 10 volts batterier seriekopplades, och ett lämpligt motstånd insattes. Härvid kunde dock ej voltmetern gifva någon god kontroll af spänningen, då dess shuntar voro afsedda för områden 0,1—15 och 1—150 volt. Med hänsyn till den goda konstans, jag förut funnit, då endast de batterier användes, ur hvilka förut lämpligt antal ampèretimmar voro uttagna, och då slutligen ett studium af litteraturen talade för att ensam anslutning till ett ackumulatorbatteri under nämnda omständigheter gaf tillräckligt konstant spänning, ansåg jag dock ej någon risk ligga i att ej ständigt kontrollera densamma. Att detta också var berättigadt, visar en undersökning af de erhållna svärtningarna. Dessa äro visserligen ej konstanta, utan växla, mer eller mindre, från plåt till plåt; men dessa variationer visa sig, eller ej, oberoende af om t. ex. en eller sexton minuter förflutit mellan belysningarna, och böra således tillskrifvas variationer i plåtarnas känslighet.

Under en senare del af arbetet, då jämförelseskalorna för luminescensplåtarna infotograferades, användes en ampèremeter, graderad i 0,1 A. Då vid början af en serie strömmen med motståndet justerades till jämna tiondelar, och graderingen var stor, kunde en afvikelse af 0,005 A. säkert, t. o. m. ännu mindre sådana konstateras. Någon sådan förekom dock ej.

Exponeringsapparaten.

Dess hufvuddelar äro:
den graderade skifvan — sektorhjulet,
rotationsanordningen och
kasetten med hållare.

Jag har redan förut omnämnt, att till sektorhjulets gradering valdes den Scheinerska skalan, och att det under arbetet visat sig, att en sådan med jämnare logaritmiska intervall varit att föredraga.

För att oundvikliga fel i sektorernas utfilning ej för mycket skulle inverka och för att, om man ville använda intill hvarandra stötande fält, gränslinjen dem emellan skulle blifva någorlunda rät, togs skifvans radie till 25 cm., af hvilka uttagningen upptog intervallet 12,5—22,5 cm. från centrum. Sektorernas centrivinklar, hvilka bestämma den relativa belysningstiden i fältet, framgå af Tab. 6.

Tab. 6.

Fält	Sch.°	α	Fält	Sch.°	α	Fält	Sch.°	α	Fält	Sch.°	α
1	19	100,00	6	14	29,76	11	9	8,859	16	4	2,637
2	18	78,47	7	13	23,36	12	8	6,952	17	3	2,069
3	17	61,59	8	12	18,33	13	7	5,455	18	2	1,624
4	16	48,33	9	11	14,38	14	6	4,282	19	1	1,274
5	15	37,93	10	10	11,29	15	5	3,360	20	0	1,000

Deras gradering utfördes så, att med precisionssvarf hela grader utmärktes å skifvan, hvarefter delarna af grader af hr G. Rose utmättes, kontrollerades af mig och sedan af hr Aug. Rose utfilades — med samma noggrannhet som Sheppard och Mees[1] loforda, eller så att märkena halfverades af filen. Skifvans relativt stora dimensioner gjorde att fel såväl i gradstrecken — ett enda sådant fel kunde påvisas — som i deras bråkdelar väl kunde konstateras. Naturligtvis blir dock den procentiska noggrannheten mindre, ju mindre öppningar man kommer till, ehuru detta inflytande minskas af de ökade lineära dimensionerna; endast sällan kommo dock fält, som voro $< 5°$ till afläsning, och bland dem som uppmättes voro äfven de dem närmast liggande mindre använda. Fel, härrörande från osäkerhet i sektorernas bestämmande, minskas vidare af att för tids- och intensitetsskalor medelvärden togos från olika delar af skalan.

För åstadkommande af den hastiga rotationen hade urverk försökts men visat sig olämpligt; i stället anbragtes en motor — först en Eck $^1/_8$ hkr., sedan utbytt mot en A S E A $^1/_2$ hkr. — och dess hastighet nedväxlades till ett medeltal omkring 250 hvarf pr minut. De variationer häri, som växlande spänning i stadsnätet kunde åstadkomma, torde ej ha öfverstigit 4 à 5 % åt hvardera hållet och vara

[1] Sheppard & Mees: Inv. p. 17.

utan betydelse för intermittensafvikelsernas storlek i jämförelse med andra, på dem inverkande faktorer. Skifvans tyngd torde äfven hafva bidragit att utjämna rotationen.

För de kontinuerliga tidsskalornas erhållande afkopplades motorn från att direkt drifva sektorskifvan och drev i stället med någon nedväxling en med evighetsgängor försedd skruf, som i sin tur

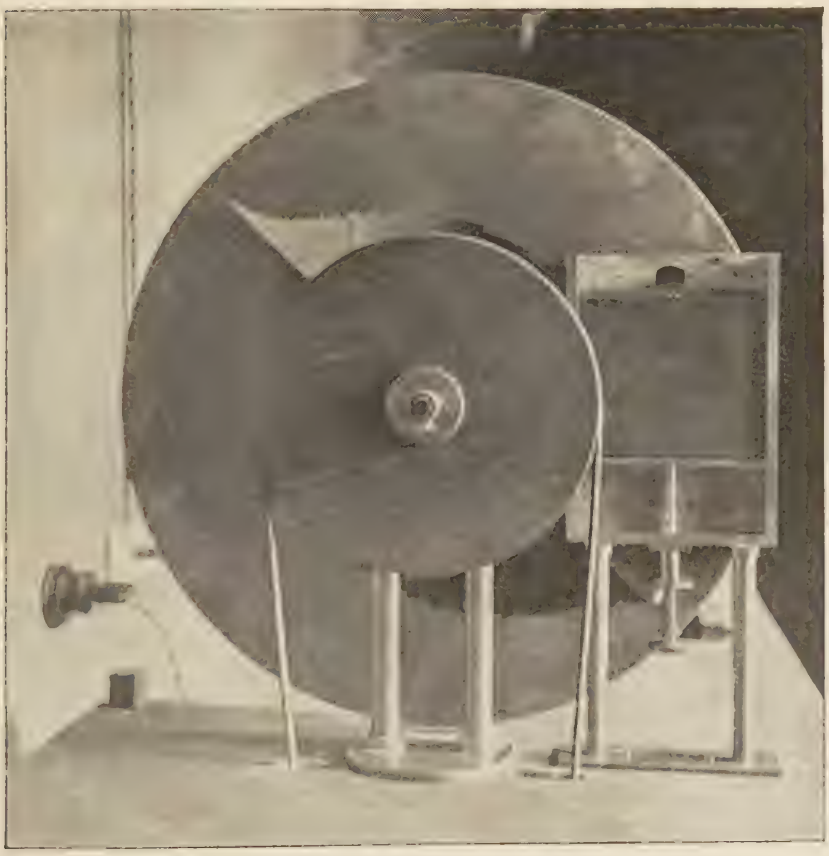


Fig. 17.

öfverförde rörelsen å ett med motsvarande gängning försedt, å skifvans axel fästadt hjul — det hela så afpassadt att en rotationstid af omkr. 40 sekunder pr hvarf erhölls. Det var särskildt med afseende på denna, mera kraftfordrande del af arbetet, som en starkare motor insattes.

Kasetten var, som omnämnts, afsedd för 9 × 12 plåtar och utförd af svärtad mässing. Fogar, där ljus kunde inkomma, tätades

med sammet: plåten fasthölls med fjädertryck. Framför plåten en skyddsskifva, försedd med 160 hål, $1{,}5 \times 5$ mm., anordnade i 8 horisontella rader och motsvarande sektorskifvans 20 uttagningar: ytterst ett skjutlock af ebonit. Kasetten placerades i ett kasettläge, försedt med en horisontell spalt, där den kunde i vertikal led förskjutas så, att hvilken man önskade af de 8 hålserierna kunde inställas framför spalten och så belysas. — Se fig. 17, hvilken visar sensitometern sedd bakifrån, innan anordningen för kontinuerliga tidsskalor där anbragtes.

Dessa dimensioner och afstånd på fälten valdes dels för att med säkerhet endast ljus från rätta uttagningen skulle träffa hvarje fält, dels för att undvika fel på grund af ljusgård och öfverstrålning. Fig. 18 visar huru dessa båda fel kunna uppträda. Ljusgården

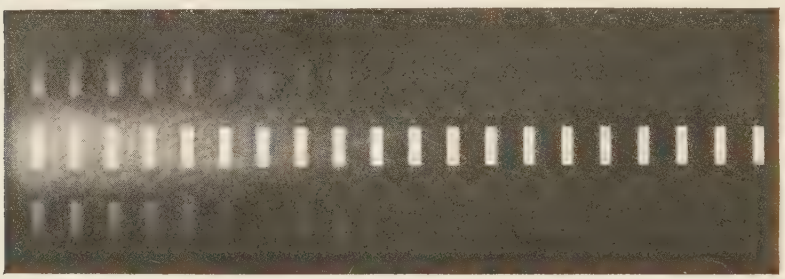


Fig. 18. Ljusgård och öfverstrålning.

— se därom Drecker[1] och Scheffer[2] — beror dels på diffusion i skiktet, dels på totalreflexion vid bakre glasytan af genom skiktet gående belysning. Dess dimensioner bestämmas af plåtens tjocklek och af belysningens intensitet. Afståndet fälten emellan är så valdt, att vid ej allt för stora belysningar ljusgården skall falla midt emellan dem; fig. 18 visar, att så äfven är fallet. Där synes äfven öfverstrålningen, hvilken kan bero dels på upprepade reflexioner i glaset, dels möjligen på reflexioner inom kasetten.

De belysningar, som förekommit i till beräkning använda platar, hafva dock ej i något fall varit sådana att ens minsta spår af ljusgård eller öfverstrålning kunnat påvisas.

Exponeringen.

Exponeringen för intermittent belysning sköttes från ljuskällan med en Thornton-Pickards ridåslutare. På grund af dennas kon-

[1] J. Drecker: Zs. wiss. Phot. 1: 183: 1903.
[2] W. Scheffer: Jahrb. 25: 242: 1911.

struktion erhölls största noggrannhet då så anordnades, att slutaren ställdes öppen, täckt af en ogenomskinlig skifva; denna drogs hastigt undan, och samtidigt sattes ett stoppur — $^1/_5$ sek., kontinuerlig gång — i rörelse. Slutarens stängning kunde sedan lätt ske; samtidigt därmed stannades uret. Då kortaste använda exponering var 40 sek., torde denna tidsbestämning vara tillräckligt noggrann.

En felmöjlighet är ju, att exponeringens början eller slut ej sammanföll med jämna hvarf på sensitometern. Då denna emellertid på 40 sek. gjorde omkring 170 hvarf, torde denna felkälla vara af föga betydelse.

För de kontinuerliga tidskurvorna uttrycktes exponeringstiden som tiden för ett hvarfs rotation; då samma sektorhjul härvid an-

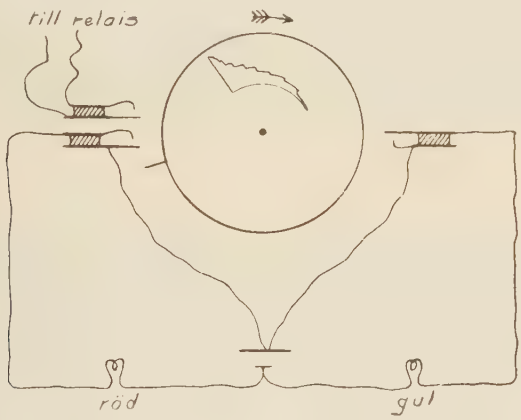


Fig. 19.

vändes som för den intermittenta belysningen, blef den verkliga exponeringen i båda fallen samma bråkdel af den observerade. Slutaren öppnades några sekunder, innan plåten genom uttagningen började aftäckas, och stängdes strax efter det uttagningen i sin helhet passerat. För att gifva ledning härvid — allt arbete skedde ju i mörker — var vid sektorskifvan fästadt ett stift, hvilket medelst lämpligt anordnade kontakter (se fig. 19) för ett ögonblick slöt strömmen från ett ficklampsbatteri genom endera af två lampor och därigenom med en röd glimt signalerade att slutaren borde öppnas, med en gul att den kunde stängas - således med oaktiniska färger.

Bestämmandet af rotationstiden skedde först med stoppur, då tiden togs mellan två röda glimtar. Detta visade sig dock ej så pålitligt, emedan uppfattandet af signalen med ögat och handens

rörelse ej kunde göras lika samtidiga som de likartade rörelserna med båda händerna vid tidtagningen för den intermittenta belysningen. En tredje kontakt (se fig. 19) tillfogades därför, medelst hvilken strömmen från ett par torrelement ett ögonblick slöts genom ena skrifapparaten i ett dubbelrelais, hvilkets andra skrifapparat å remsan registrerade impulser från ett sekundur. Härigenom erhölls en praktisk och säker tidtagning; remsan frammatades med en hastighet af ung. 2 cm. pr sekund, hvilket ju medgaf betydligt noggrannare bestämning än med stoppuret.

Dessa värden på rotationstiden gåfvo äfven en kontroll af huruvida någon ändring af rotationshastigheten under hvarfven kunde vara att befara, ty då differenser af 0,4 sek. på en totaltid af omkr. 40 s. mellan successiva hvarf endast undantagsvis påträffades, utan variationerna i regeln växlade mellan 0—0,2 sek., kan hastighetsändringen under exponeringen, hvilken för största sektorn var $\frac{100}{360}$ af ett hvarf, ej vara stor.

För att vinna en öfversikt af förhållandet mellan intensitets- och intermittensafvikelser, samt i ett par afseenden variera dessa senare, bestämde jag mig för några särskilda kombinationer af de olika skalor, jag hade möjlighet erhålla (se vidare fig. 20—23).

A. Sex kontinuerliga skalor med olika intensitet, hvilka gåfvo tids- och intensitetsskala, samt två intermittensskalor med högsta intensiteten och dels lika, dels olika tid; häraf intermittensens variation med förhållandet paus: belysning samt dess ev. variation med svärtningen.

B. Sex kontinuerliga skalor som förut + två intermittensskalor af $\log i = 7{,}50$, resp. 1,50, kompenserade till samma *it* genom förlängd belysning af den senare; häraf kan ses, huru intermittensen varierar med den använda intensiteten för olika intermittensfaktorer.

C. Sex kontinuerliga skalor + två, tagna med $\log i = 3{,}0$ och 3, resp. 8 efter hvarandra följande, kontinuerliga belysningar. Detta för att undersöka, huruvida belysningarna, när längre tid förflyter mellan dem, enkelt addera sig eller ej.

D. Två tidsskalor, med $\log i = 7{,}50$ och 1,50 samt tre intermittensskalor af den förras, tre af den senares intensitet; af inter-

mittensskalorna hade en log t = den motsvarande kontinuerligas, de två andra hade tiden ökad med 3,0 resp. 6,0° Sch. Härigenom kunde samma intermittensfaktor få inverka vid olika total belysning, således vid olika svärtning, erhållen genom ökadt antal enkelbelysningar, och försvagningens ev. beroende häraf vidare undersökas.

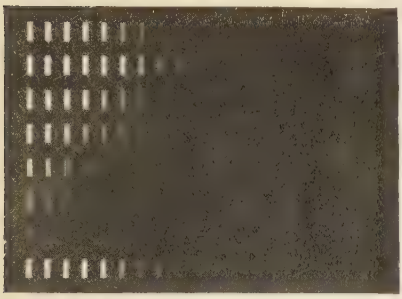


Fig. 20: A.

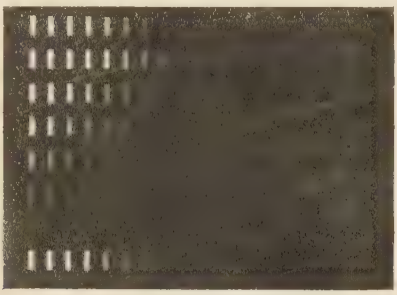


Fig. 21: B.

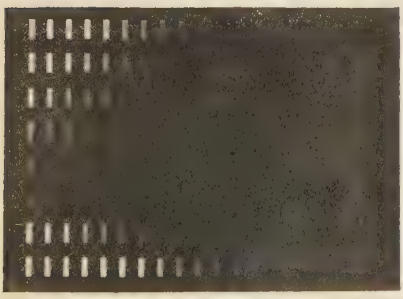


Fig. 22: C.

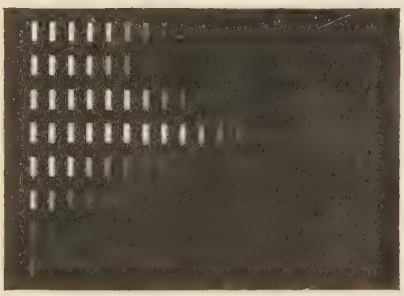


Fig. 23: D.

Plåtarnas fotografiska behandling.

De på nu beskrifvet sätt belysta plåtarna framkallades, i regeln inom några timmar efter exponeringen, fyra och fyra tillsammans under 3 minuter i metolhydrokinonframkallare af normal sammansättning; sköljdes sedan ett par gånger med rikligt vatten, fixerades i surt fixerbad, och sköljdes. Innan de torkades, härdades gelatinet med formalinlösning — kromalunttillsats i fixerbadet hade försökts men färgade lätt skiktet — och torkades sedan, liggande horisontellt för att åstadkomma jämnaste möjliga torkning.

Den felkälla, som jag på detta sätt — genom härdning och horisontell torkning — sökte eliminera, var att silfverkornen i olika delar af plåten på grund af olika hastig torkning lagrade sig olika tätare i de hastigare torkade delarna, och därigenom åstadkommo olika absorption. Formalinbehandlingen ändrar i hög grad gelatinets konsistens — man kan t. ex. efter den utan risk skölja plåtarna med varmt vatten.

På kurvornas form kunde man också ganska väl se, om detta fel inverkat; det visade sig, innan denna behandling infördes, som en starkare svärtning i de yttersta fälten.

En sådan spårades numera mycket sällan; någon gång däremot en försvagning i svärtningen hos kantfälten, som möjligen torde vara att tillskrifva "naturliga" plåtkanter, ytterkanterna af de ursprungliga, stora glasskifvorna, där vid gjutningen emulsionen kommit för tunnt. Dessa ojämnheter voro dock föga framträdande; deras inflytande kompenserades äfven af att såväl för tids- som för intensitetskurvorna svärtningsvärden sammanfördes från olika belägna delar af plåten.

Af skäl, som i inledningen framhållits, hölls ej strängt på konstanta villkor för framkallningen; en ungefär lika sammansättning däraf, för de sista plåtarna något utspädd och med något KBr-tillsats för att minska slöja; rumstemperatur hos såväl de använda lösningarna som hos vatten och fixerbad; det hela, liksom all föregående behandling af plåtarna, i fullständigt mörker, eller med öfvertäckta skålar och rödt ljus för observerande af klockan.

Mätning af fältens svärtning.

Som sid. 53 påpekats, började jag mina fotometriska arbeten med att direkt jämföra svärtningen och uppskatta differenser mellan skalfälten. Men detta blef ej möjligt fortsätta med, när alla skalor togos på en plåt. Frågan var då hvilken metod att mäta svärtningen som skulle användas.

För detta ändamål kunna de flesta fotometerkonstruktioner begagnas och hafva äfven blifvit det, men största antalet svärtningsmätningar äro utförda med två specialkonstruktioner eller variationer däraf.

Den ena af dessa är HARTMANN's[1] mikrofotometer (fig. 24.). Som ljuskälla tjänar en belyst mjölkglasskifva, hvarifrån ljuset i mot hvarandra $\perp$ riktningar kastas på speglar. Dessa ändra åter

[1] J. HARTMANN: Zs. Instr. 19: 97: 1899.

ljusets riktning 90° och belysa, dels den plåt, hvilkens svärtning skall mätas, dels en jämförelsekil, helst framställd af samma emulsion som plåtens. Kilen bör hafva kontinuerlig variation och framställes ofta med Scheinersensitometerns äldre typ. Två identiska mikroskopobjektiv afbilda de ytor, som skola jämföras, på ett Lummer-Brodhuns prisma, där de observeras med ett lämpligt okular. Genom förskjutning af kilen inställer man på lika svärtning; man får således denna uttryckt i relativt mått, längdenheter på kilen. Vill man hafva absoluta bestämningar, får man kalibrera denna ur på annat sätt bestämda svärtningar.

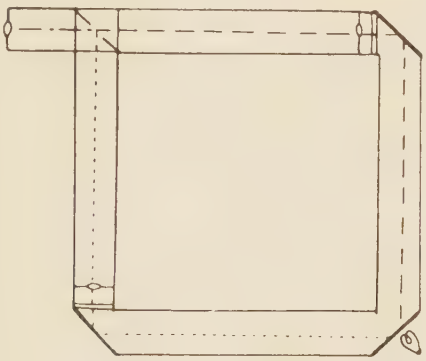


Fig. 24. Hartmanns mikrofotometer.

Användningen af den vanligen rätt starka förstoringen har sina fördelar. Man kan uppmäta svärtningen hos spektrallinjer, i små stjärnbilder o. s. v.; med en förändring, gifven af Koch,[1] hvilken ur synfältet utbländar en liten del med en okularspalt, kan man mäta t. o. m. svärtningsfördelningen i linjer af ett par hundradels millimeters bredd.

Men dessa goda egenskaper motvägas af att vid starkare förstoringar silfverkornet blir störande synligt, och att smärre, lokala ojämnheter i plåtarnas skikt lätt kunna blifva farliga. Oafsedt dess dyrbarhet, torde därför den Hartmann'ska apparaten ej vara så lämplig för mätningar, där man kan erhålla en ej allt för liten svärtad yta, som Martens' polarisationsfotometer — den apparat, jag användt.

Denna[2] baserar sig på att de två ljusknippen, som skola jämföras, polariseras i mot hvarandra vinkelräta plan. Inställes ana-

[1] P. P. Koch: Ann. Phys. (4) 38: 507: 1912.
[2] F. F. Martens: Phys. Zs. 1: 299: 1900.

lysatornikolen på lika ljus i synfältets båda delar (vinkel α), har man förhållandet mellan de två knippenas intensiteter $= \mathrm{tg}^2 \alpha$.

För fotografiskt bruk har af Martens en specialkonstruktion angifvits,[1] där fotometeranordningen är fästad vid en arm, genom hvilken det ena strålknippet ledes; det andra passerar på sin väg den fotografiska plåten.

Då man där ej vill veta förhållandet mellan påfallande och genomgående ljus, utan svärtningen, har man

$$S = \log \mathrm{tg}^2 \alpha = 2 \log \mathrm{tg}\, \alpha.$$

En af Maximowitsch[2] föreslagen ändring, afseende att genom användande af två i apparaten inbyggda glödlampor erhålla starkare belysning, torde ej för mätningar, sådana som mina, medföra några fördelar.

Apparaten torde vara den mest praktiska af befintliga, helt okulära metoder för svärtningsmätning. Den levereras numera af firman Schmidt & Haensch äfven i en af Callier något modifierad form, mera lämpad för mätning af svärtningen hos smärre fält, dock ej för så små fält som mikrofotometern; man löper sålunda ej så stor risk, att fel skola inkomma i mätningarna från lokala ojämnheter.

Utom varianter af den Hartmann'ska apparaten, af Miethe & Lehmann, Fabry & Buisson, Baillard hafva på senare tiden ett par anmärkningsvärda konstruktioner gjorts för svärtningsmätning: Goldberg's densograf,[3] i hvilken den svärtning, som skall bestämmas, jämföres med en tuschkil af bestämd, jämnt växande absorption och resultatet grafiskt upptecknas, samt Koch's registrerande mikrofotometer,[4] där ljuset från en nernstlampa projicieras på plåten och det genom denna gående ljuset på en ljuselektrisk cell; det af de emitterade elektronerna å en strängelektrometer orsakade utslaget registreras fotografiskt å en plåt, som röres proportionellt mot den, hvilkens svärtning mätes. För liknande ändamål ha äfven termoelement blifvit använda, t. ex. af Lindahl.[5]

Härmed har således evalueringen af fotografiskt registrerade strålningsfenomen kunnat göras helt objektiv.

[1] F. F. Martens: Phot. Korr. 38: 528: 1901.
[2] Maximowitsch: Phot. Korr. 46: 379: 1909; Handb. I: 3: 202.
[3] E. Goldberg: Phot. Korr. 47: 226, 266: 1910; Jahrb. 24: 226: 1910.
[4] P. P. Koch: Ann. Phys. (4) 39: 705: 1912.
[5] C. Lindahl: Ups. Läkarefören. Förhandl. (2) 18: 416: 1914.

Vid svärtningsbestämningar har man en del felkällor att taga hänsyn till och undvika.

Schwarzschild och Villiger[1] konstaterade, vid arbete med Hartmann's mikrofotometer, att om starkt lysande ytor — sådana af låg svärtning — funnos omkring det fält, hvilkets svärtning mättes, kunde det genom dem gående ljuset reflekteras från objektivet ned mot plåten och därifrån in i objektivet. För Martens-fotometern, som ej har någon glasyta, endast mattsvarta sådana nära plåten, kunde denna felkälla knappast betyda något; skulle den ha inverkat, betyder den ej mycket för mina mätningar, då de äro genomgående relativa.

En annan något liknande felkälla är den "Haucheffekt", som Koch[2] konstaterat vid arbete med samma apparat — att objektivets yta genom andningen beslogs med imma. Den torde, dels af samma skäl som den föregående, dels på grund af observatorns helt olika ställning till Martens' apparat, icke vara att frukta.

Sannolikt torde ej heller den af Eberhard[3] påvisade egendomligheten, att svärtningen i ett fält är beroende af dess storlek, så att den minskas med afståndet från kanten, betyda något här, då dels detta ej torde kunna observeras utom med mikrofotometern, dels alla fält hafva samma dimensioner.

Hvad som däremot utan tvifvel förefinnes är den af Callier[4] påvisade diffusionen af det infallande ljuset. Man får olika svärtningsvärden, beroende på om mätningen företages i helt diffust ljus — sådant som t. ex. om omedelbart före plåten i ljusvägen införes en mjölkglasskifva — eller med i märkbar grad parallellt sådant. I senare fallet blifva svärtningsvärdena genomgående högre, svärtningskurvan brantare och rakare. Önskar man absoluta mätningar af svärtningen, anser således Callier, att man bör observera i diffust ljus.

Detta har jag dock icke gjort. En sådan mätning fordrar en mycket kraftig ljuskälla, och nödvändiggör därmed kylanordningar mellan denna och fotometern.

För mätningar, hvilka i likhet med mina gå ut på att jämföra de ljusmängder, hvilka orsaka lika svärtningar, är dessas absoluta belopp likgiltigt. Mätningar i ej fullt diffust ljus göra äfven mina resultat mera jämförliga med dem, som erhållits i Hartmann's mikrofotometer, där sådant användes.

[1] K. Schwarzschild & W. Villiger: Astroph. J. 23: 284: 1906.
[2] P. P. Koch: Ann. Phys. (4) 30: 841: 1909 (s. 860).
[3] G. Eberhard: Phys. Zs. 13: 288: 1912.
[4] A. Callier: Zs. wiss. Phot. 7: 257: 1909.

Jag insköt således ej fotometerns mjölkglasskifva närmast vid plåten, men väl den som tjänstgör som sekundär ljuskälla. Härmed vanns den fördelen, att parallelliteten hos ljuset var oberoende af den primära ljuskällans afstånd därifrån och man hade möjlighet att variera den använda ljusstyrkan. Det visade sig nämligen snart, att ögat arbetade bäst vid en viss absolut ljusstyrka, och man bör således söka så mycket som möjligt använda denna.

Ljuskällan, en nernstlampa med böjd staf, anordnades därför utifrån förskjutbar i det hus, där den inneslöts. För säkerhets skull pröfvades saken så att två fält uppmättes

med rel. int. $1 : s = 0{,}811$, resp. $0{,}887$

„ „ „ $13 : s = 0{,}814$ „ $0{,}897$

Det är således mycket små, om några, variationer; den belysning, som lämpar sig för dessa svärtningar, ligger mellan de båda använda; af dem är den starkare långt öfver optimum.

Allt arbete med fotometern utfördes i mörkt rum, med uthvilade ögon. Det var dock mycket ansträngande, och kunde med noggrannhet utföras endast kortare tid i sträck, hvarefter hvila blef nödvändig. Därför anordnades äfven med en skärm och förhängen så, att apparatens skala kunde belysas med dämpadt ljus från nernstlampan, utan att detta träffade ögonen.

En lup anbragtes öfver graderingen, väl behöflig för aflässningen, då afståndet mellan gradstrecken ej var mer än 0,6 mm. Hela apparaten fästes vidare på en sned bottenplatta, så att dess lutning mot observatorn tillät en icke för tröttande ställning under arbetet.

För att bekvämt kunna inställa ett gifvet fält, resp. kontrollera hvilket fält man mäter, anbragtes å apparatens bord en graderad dubbelslid — se fig. 25.

Det kunde ifrågasättas, hvilket som vore lämpligast, att placera plåtens glassida nedåt eller uppåt; en jämförande undersökning visade det vara likgiltigt; jag valde då att vända den uppåt, hvarigenom hinnan bättre skyddades.

Det kunde vidare vara fråga om graderingens nollpunkt sammanföll med nicolens nollställning. För relativa mätningar betyder det ju ej så mycket: för absoluta skulle fel häri hafva nödsakat observationer i olika kvadranter. Ur 10 serier, erhållna genom att jämföra sådana aflässningar, erhölls en möjlig afvikelse af $0{,}06°$ — således betydelselös.

Efter en del jämförande försök öfver noggrannhetens ökning vid ökadt antal inställningar stannade jag för att bestämma hvarje fälts svärtning ur mediet af 4 afläsningar, om de stämde väl; annars tillfogades ännu två, och mediet af sex togs, hvilket dessutom alltid var fallet med det första fältet i en skala. Syntes öfverensstämmelsen ändå dålig, förkastades alla, ögat uthvilades och nya värden togos.

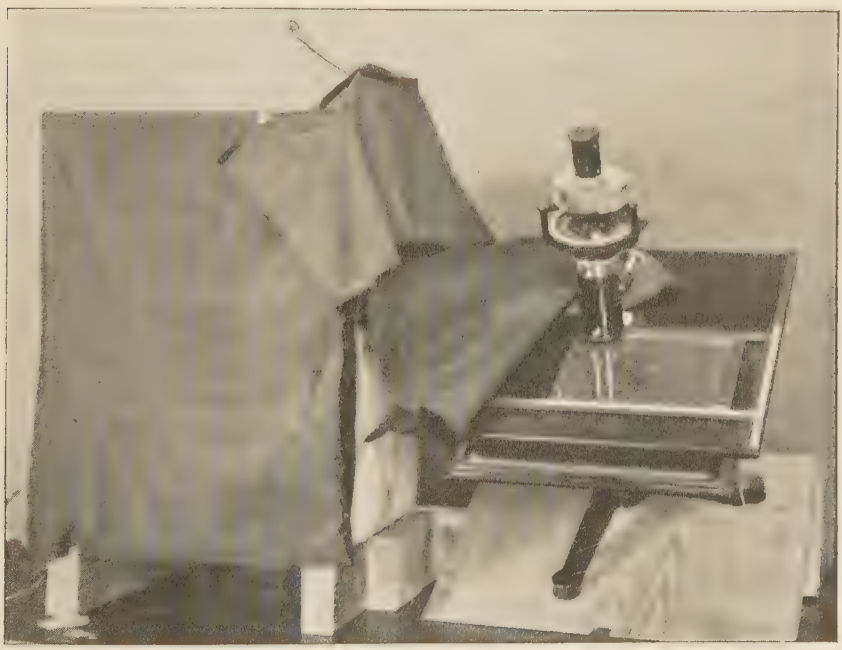


Fig. 25 Martensfotometern.

De så erhållna, i hela och tiondelsgrader gifna vinkelvärdena reducerades till svärtningsvärden ur en tabell för $\log \mathrm{tg}^2 \varphi$ mot φ som argument. Härvid torde böra påpekas, att den af Eder[1] för dessa värden gifna tabellen innehåller åtskilliga oriktiga siffror, hvarför den ej bör användas. I tab. 7 meddelas en korrigerad serie för hela grader.

Apparatens noggrannhet i olika lägen kan bedömas genom de i samma tabell under ds införda värdena

$$ds = s_{\varphi+0,1} - s_{\varphi}.$$

[1] J. M. Eder: Handb. I: 3: 202; cit. där från Phot. Korr. 1902: 500, där den dock ej återfinnes.

Tab. 7.

Martensfotometerns noggrannhet.

φ	s	ds	φ	s	ds	φ	s	ds
45	0,000	0,0030	60	0,477	0,0035	75	1,144	0,0061
46	030	31	61	513	36	76	207	64
47	061	30	62	549	36	77	273	69
48	091	31	63	586	37	78	345	74
49	122	30	64	624	39	79	423	81
50	152	31	65	663	39	80	507	89
51	183	31	66	703	41	81	601	98
52	214	31	67	744	42	82	704	111
53	246	31	68	787	44	83	822	126
54	278	32	69	832	46	84	957	147
55	310	33	70	878	47	85	2,116	176
56	342	33	71	926	49	86	311	221
57	375	33	72	976	52	87	561	295
58	408	34	73	1,029	55	88	914	446
59	443	34	74	085	57	89	3,516	915

Svärtningen i fälten mättes dock ej alltid hela den exponerade skalan igenom, utan jag afslutade uppåt vid en afläsning omkring 84°; öfver den blef osäkerheten alltför stor. Utom fältenas svärtning mättes jämväl slöjan mellan dem å ett antal olika platser å plåten, för att kontrollera att ej ojämnheter häraf kunnat uppkomma: å ingen af de till serien E hörande plåtarna kunde sådana konstateras. Af D-plåtarna äro de sista sämre — se därom sid. 147 —.

Den uppmätta slöjan växlade mellan 0,120—0,250; för de flesta plåtarna omkring 0,150. Då dess inverkan på svärtningen i olika belysta fält är relativt outredd — se sid. 38 — har jag ej afdragit den från mina svärtningsvärden: för relativa bestämningar betyder detta ej heller något.

Huru pass noggrann en mätning kan blifva, visas i någon mån af tab. 8. Den är tagen från mätningar i början af mitt arbete, innan jag blifvit riktigt inarbetad på apparaten. Noggrannheten af de mätningar, som här behandlas, torde således ej vara sämre.

Tab. 8.

E : 15 : 8.						E : 16 : 1.					
φ_1	φ_2	$\varphi_1-\varphi_2$	s_1	s_2	s_1-s_2	φ_1	φ_2	$\varphi_1-\varphi_2$	s_1	s_2	s_1-s_2
81,6	81,8	—0,2	1,661	1,683	— 22	79,2	79,3	—0,1	1,439	1,447	— 8
79,3	79,3	—	447	447	—	6,5	6,2	+0,3	239	220	+ 19
6,3	6,4	—0,1	226	233	— 7	3,0	3,3	—0,3	1,029	046	— 17
2,6	2,5	+0,1	1,008	003	+ 5	69,8	69,3	+0,5	0,869	845	+ 24
68,8	68,8	—	0,823	823	—	6,1	6,1	—	707	707	—
4,8	4,9	—0,1	655	659	— 4	2,8	2,7	+0,1	578	575	+ 3
1,9	1,8	+0,1	545	541	+ 4	59,7	59,8	—0,1	467	470	— 3
59,9	59,7	+0,2	474	467	+ 7	7,9	7,6	+0,3	405	398	+ 7
7,5	8,0	—0,5	392	408	— 16	—	—	—	—	—	—

Tab. 9.

E : 15 : 8.				E : 16 : 1.		
s	1	2	1—2	1	2	1—2
1,7	19,19	19,09	+ 0,10	—	—	—
6	18,70	18,61	09	—	—	—
5	23	18	05	19,27	19,22	+ 0,05
4	17,78	17,73	05	18,80	18,80	—
3	34	31	03	31	34	— 03
2	16,89	16,87	02	17,81	17,88	07
1	43	42	01	30	39	09
1,0	15,94	15,94	—	16,76	16,87	11
0,9	42	43	— 01	20	29	09
8	14,89	14,87	+ 02	15,58	15,65	07
7	28	25	03	14,91	14,96	05
6	13,52	13,52	—	19	21	02
5	12,47	12,49	— 02	13,33	13,30	+ 03
4	10,97	10,84	+ 13	11,91	12,03	— 12

Ett annat prof å mätningens noggrannhet gifves å sid. 142.

Före kurvans uppritning kontrollerades ur differenserna mellan närliggande fält att dessa visade jämnt till-, resp. aftagande. Om så ej var fallet, ommättes de osäkra fälten, för att undersöka om orsaken var mätfel eller lokala ojämnheter i plåten — hvilket senare vanligen var fallet.

Det bör här erinras om, att hvad som genom mätningen skall erhållas, till sist blir, ej svärtningen, kurvornas ordinata, utan log t, resp. log i, deras abscissor för bestämda värden på s. Felet i dem blir således ej blott funktion af s, utan äfven af kurvans lutningsvinkel, så att om α är vinkeln mot abscissaxeln, blir felet = $ds \,.\, \cot \alpha$. Nu är ds minst för kurvans lägre delar, där cot α är stor; sedan växer ds, cot α minskas : felet i log t (log i) växer sålunda ej $\sim ds$ förrän kurvan öfvergått till en approx. rät linje; sedan ökas det $\sim$, för att, när kurvan kröker sig mot abscissaxeln, växa fortare. Huru detta varierar, visar tab. 9, som ger mätningar af log t å de till tab. 8 hörande kurvorna.

3.

Plåtarnas beräkning.

De så erhållna svärtningsskalorna representera inverkan på plåten af en serie geometriskt aftagande ljusmängder och kunna tecknas

$$s_{11} = F(t_0\, i_0); \qquad s_{12} = F(k_1 .\, t_0,\, i_0); \qquad s_{13} = F(k_1^2\, t_0,\, i_0); \quad \ldots$$

$$s_{21} = F(t_0,\, k_2\, i_0); \qquad s_{22} = F(k_1\, t_0,\, k_2\, i_0); \qquad s_{23} = F(k_1^2\, t_0,\, k_2\, i_0); \quad \ldots$$

$$s_{31} = F(t_0,\, k_2^2\, i_0); \qquad s_{32} = F(k_1\, t_0,\, k_2^2\, i_0); \qquad s_{33} = F(k_1^2\, t_0,\, k_2^2\, i_0); \quad \ldots$$

eller, då man, som förut påpekats, brukar som variabel använda, ej tid eller intensitet, utan deras logaritm, och om log $k_1 = a$, log $k_2 = b$

$$s_{11} = f(\log t_0,\ \log i_0); \qquad s_{12} = f(\log t_0 + a,\ \log i_0);$$

$$s_{13} = f(\log t_0 + 2a,\ \log i_0); \quad \ldots$$

$$s_{21} = f(\log t_0,\ \log i_0 + b); \qquad s_{22} = f(\log t_0 + a,\ \log i_0 + b);$$

$$s_{23} = f(\log t_0 + 2a,\ \log i_0 + b); \quad \ldots$$

$s_{31} = f(\log t_0, \log i_0 + 2b)$; $s_{32} = f(\log t_0 + a, \log i_0 + 2b)$;

$s_{33} = f(\log t_0 + 2a, \log i_0 + 2b)$; . . .

I mina försök motsvarades a af 1° Sch., b af 1,5°.

Af de två parametrar, log i och log t, som bestämma s, har jag i mina försök varierat t och hållit i konstant inom hvarje värdeserie — det är tidsskalor, ofvan motsvarade af de horisontella serierna. Jag afsätter därför å millimeterpapper s som ordinata, log t — uttryckt i Scheinergrader, hvilka ju äfven äro logaritmer, ehuru med basen 1,274 — som abscissa, och väljer skalan så, att 1 cm. motsvarar svärtningsdifferensen 0,1, log. diff. 1° Sch. Genom de så erhållna punkterna drages en kurva, utan förutfattad mening om dess gång — t. ex. att den skulle vara delvis rätlinig — endast så nära som möjligt anslutande sig till dem. Detta går i allmänhet mycket väl att utföra; en eller annan punkt afviker, men kurvans utdragande får korrigera dessa.

Men äfven de vertikala raderna i schemat hafva en parameter konstant, en variabel. För hvarje af dem — s_{11}, s_{21}, s_{31} . . . s_{12}, s_{22}, s_{32} . . . hafva vi konstant värde på log t, under det att log i erhåller jämna tillskott = 1,5° Sch.; de bilda således intensitetsskalor.

De ur tidskurvorna aflästa, därigenom grafiskt korrigerade svärtningarna afsättas sålunda på jämna afstånd = 1,5 cm. Härvid får dock en liten korrektion tillfogas, i det att hänsyn tages till de små ändringar i exponeringstid, de olika tidskurvorna fått.

För korrektionens bestämmande (se tab. 12 sid. 87) sättes belysningstiden för den kontinuerliga exponeringen af högsta intensitet (7,50° Sch.) = 1,00 och de öfrigas exponering relativt till denna bestämmes. Denna faktor evalueras i Sch.°; för rel. exp. > 1 är den positiv, negativ om den är < 1.

Absolut riktigt är det ej att på detta sätt blanda tids- och intensitetsbestämmelser; men korrektionen är så liten, vanligen under 0,05° Sch. att det torde kunna tillåtas.

Genom de på detta sätt erhållna punktserierna dragas intensitetskurvorna.

$$s = f_2 (\log i, \log t_i).$$

De svärtningsvärden, jag erhållit, voro således ordnade dels till intensitets-, dels till tidskurvor. Man skulle väl hafva kunnat jämföra dessa med hvarandra direkt — och detta utfördes för en del plåtar så, att samtliga intensitetskurvor jämfördes med den med högsta intensitet erhållna tidskurvan, och försvagningen bestämdes

— men dels blef detta mycket omständligt, dels ingingo i resultatet alla fel, som den enda använda tidskurvan hade, under det att öfriga kurvor, ur hvilka dessa kunnat korrigeras, ej utnyttjades.

Jag öfvergick därför till att söka sammanföra hvar och en af kurvgrupperna till en medelkurva. Förutsättningen för att detta skulle vara tillåtet var ju att kurvorna skulle vara parallella; detta senare åter fordrade, att ϑ skulle vara oberoende af svärtningens absoluta belopp.

Detta har ju åtskilliga gånger undersökts, och olika resultat hafva erhållits (se sid. 36). För medelvärdesberäkningen valde jag därför en metod, som samtidigt kontrollerade detta.

För jämna tiondelar af svärtningsintervall — 0,3, 0,4 . . . aflästes å tids- och intensitetskurvorna log t, resp. log i. En viss kurva valdes därvid till nollkurva — bland tidskurvorna alltid den med största intensitet tagna, till hvilken, innan differenserna togos, adderades 7,50, motsvarande log i, bland intensitetskurvorna den längsta — och differenserna i Sch.° mot denna togos. På de serier, som så erhöllos, kunde man genast se, huruvida tagandet af ett medelvärde kunde tillåtas; så befanns också vara fallet; kurvorna voro parallella, och ϑ var alltså under mina försök oberoende af s.

För hvarje kurva erhölls således en viss medeldifferens, genom hvilkens addering, resp. subtrahering den kunde bringas till att, försöksfelen undantagna, sammanfalla med nollkurvan.

De reducerade värdena på log t (log i) sammanfördes nu och medelvärdet togs, hvilket då utgjorde log t, resp. log i för ifrågavarande svärtning hos medelkurvan.

Ur dessa två medelkurvor kunna nu en serie värden på ϑ erhållas. Men äfven de förberedande mätningarna för deras bestämmande kunna användas därtill.

Medelafståndet mellan två tidskurvor skulle enligt metoden vara 1,5°, mellan två intensitetskurvor 1° Sch. Det visar sig vid mätningen att så ej är fallet, och detta bör kunna uttryckas med Schwarzschild's lag. Det är en metod, erinrande om Kron's att uppsöka de it, som gifva lika svärtning, ehuru här tillämpadt på medelvärden, hvilkas tagande han förlade till ett senare stadium af beräkningen.

Utgå vi, allmänt sedt, från att två kombinationer $i_1 t_1$ och $i_2 t_2$ gifva lika svärtning, böra vi hafva

$$i_1 t_1^{\vartheta} = i_2 t_2^{\vartheta};$$

$$\therefore \vartheta = \frac{\log i_1 - \log i_2}{\log t_2 - \log t_1}.$$

För enkelhetens skull reducerades äfven tidskurvornas differenser till en intensitetsskillnad af 1°. Vi ha då

1) Tidskurvor: $\log i_1 - \log i_2 = 1$; $\quad \vartheta = \dfrac{1}{\log t_2 - \log t_1}$.

Det visade sig — som var att vänta, då man i allmänhet har $\vartheta < 1$ — att man erhöll

$$\log t_2 - \log t_1 = 1 + \varepsilon_1$$

och

$$\vartheta = \frac{1}{1 + \varepsilon_1};$$

2) Intensitetskurvor: $\log t_2 - \log t_1 = 1$; $\quad \vartheta = \log i_1 - \log i_2 = 1 - \varepsilon_2$.

Någon större noggrannhet får man ej vänta af denna metod, då de där använda tids- och intensitetsdifferenserna äro sådana, för hvilka korrektion ofta anses kunna underlåtas — 1° Sch. motsvarar ju förhållandet 1 : 1,274 — men det kan hafva sitt intresse att konstatera huru afvikelser kunna påvisas äfven i ett dylikt fall.

Tab. 10.

$\Delta/_{ka}$	ϑ	$\Delta/_{ka}$	ϑ	$\Delta/_{ka}$	ϑ	$\Delta/_{ka}$	ϑ
0,00	1,00	0,10	0,91	0,20	0,83	0,30	0,77
01	0,99	11	90	21	83	31	76
02	98	12	89	22	82	32	76
03	97	13	88	23	81	33	75
04	96	14	88	24	81	34	75
05	95	15	87	25	80	35	74
06	94	16	86	26	79	36	74
07	93	17	85	27	79	37	73
08	93	18	85	28	78	38	72
09	92	19	84	29	78	39	72

Ur medelkurvorna erhöllos genom direkt subtraktion en serie differenser. Då intensitetskurvan har brantare gradation, får man

$$\Delta = \log\ (it_0) - \log\ (i_0 t) > 0;$$

Man väljer nu ett visst i_0 och afsätter dessa differenser mot

$$D = \log\ i_0 - \log\ i.$$

En viss svärtning uttryckes nu

å tidskurvan: $s = f_1\ (\log\ t,\ \log\ i_0)$

å intensitetskurvan: $s = f_2\ (\log\ t_0,\ \log\ i)$.

Vi skola då hafva $i_0 t^{\vartheta} = i\, t_0^{\vartheta}$;

$$\therefore\ \log\ i_0 - \log\ i = \vartheta\ (\log\ t_0 - \log t);$$

Observeradt är

$$\Delta = (\log\ t_0 - \log\ t) - (\log\ i_0 - \log\ i);$$

$$\therefore\ \Delta = (\log\ i_0 - \log\ i)\ (\tfrac{1}{\vartheta} - 1).$$

Om ϑ är konstant, skall således genom de mot D afsatta Δ-värdena kunna läggas en rät linje. Varierar ϑ, blir det en kurva af en eller annan form.

För beräkningen uttages nu ur denna de Δ-värden, som svara mot hela Sch.° i $\log\ i_0 - \log\ i$, således mot

$$D = \log\ i_0 - \log\ i = k \cdot a\ .$$

$$\therefore\ \Delta = ka\ (\tfrac{1}{\vartheta} - 1);$$

$$\vartheta = \frac{1}{\frac{\Delta}{ka} + 1}.$$

Med $\frac{\Delta}{ka}$ som argument har en tabell beräknats för ϑ, ur hvilken ett utdrag för jämna 0,01 meddelas (tab. 10). Ett noggrannare angifvande torde i de flesta fall utom för medelvärden vara meningslöst.

Denna tabell uttrycker äfven sammanhanget mellan ϑ och tidskurvornas medeldifferenser ε_1 (sid. 81).

Försvagningen på grund af intermittens har bestämts på ett liknande sätt. Genom de uppmätta svärtningsvärdena, ordnade efter log t, drogos kurvor, och för $s = 0{,}3,\ 0{,}4 \ldots$ aflästes å dem log t. Med ledning af exponeringsprotokollet korrigerades dessa serier till lika it som medeltidskurvan, således med tiden korrigerad till den med största intensitet tagna tidskurvan. De differenser, som nu

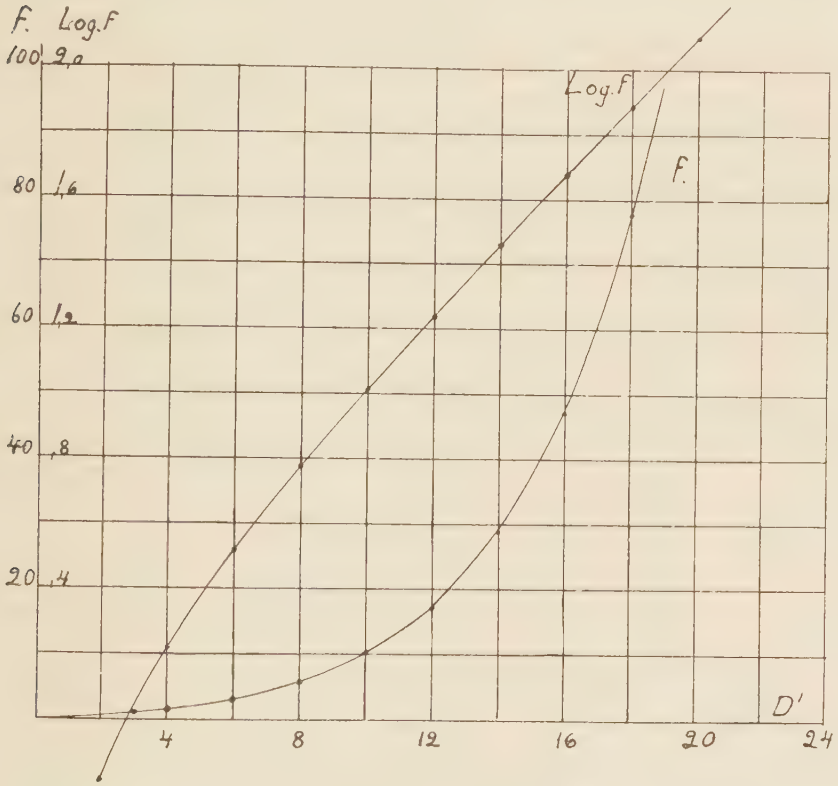


Fig. 26. Jämförelse af f och log f med D'.

kvarstå, äro ett uttryck för intermittensförsvagningen, hvartill, om intensiteten ej varit den största, kommer en viss intensitetsförsvagning.

Det visar sig nu att log it för intermittenskurvorna är större; man bestämmer

$$\Delta' = \log it_{\text{interm.}} - \log it_{\text{kontin.}}$$

För att finna en lämplig grafisk utgångspunkt beräknades i Scheinergrader den punkt, där, om sensitometerskalan blifvit fort-

satt öfver 100° centrivinkel, intermittensen skulle upphöra, således 360° uttryckt i Scheinerskalan. Detta motsvaras af 24°,28 Sch., och denna siffra togs till utgångspunkt — log t_0 —. Jag afsatte således Δ' mot $D' = \log t_0 - \log t_{\text{interm.}}$

Vid uppdragandet af dessa kurvor medtogs jämväl origo, motsvarande log t_0, som en punkt där $\Delta' = 0$, såvida intermittenskurvan var tagen med intensiteten 7,50°; i annat fall afsattes i origo det

Tab. 11.

D'	f	log f	D'	f	log f
0	0,00	$-\infty$	13	22,4	1,350
1	30	9,477	14	28,8	459
2	65	813	15	37,0	568
3	1,09	0,037	16	47,2	674
4	65	218	17	60,4	781
5	2,38	377	18	77,7	890
6	3,30	519	19	99,1	996
7	4,44	647	20	126,3	2,101
8	5,94	774	21	161	207
9	7,88	897	22	206	314
10	10,22	1,009	23	261	417
11	13,30	124	24	333	522
12	17,2	236	—	—	—

värde på intensitetsförsvagningen, som ur på samma plåt gjorda bestämningar framgick.

Ur dessa kurvor aflästes sedan värden på intermittensförsvagningen för hela Sch.°, från t_0 räknade; därvid aflästes äfven den "förbindelsekurva", som förenade (t_0, Δ'_0) med de första, aflästa försvagningsvärdena. Denna dels naturligtvis ganska osäkra värden höllos alltid särskilda från de öfriga och äro, där de intagas, tryckta med särskild stil, liksom dessa delar af kurvorna äro prickade. Före användningen subtraherades intensitetsförsvagningen.

De bestämda Δ'-värdenas anslutning till dessa kurvor är ej så relativt jämn som till de föregående Δ, D-kurvorna. Här hade vi ej, som där, att röra oss med två medelkurvor; blott den ena

var sådan, den andra var utsatt för alla de fel, medelvärdestagningen bidragit till att eliminera. Främst bland dem skulle jag vilja sätta svårigheten att erhålla noggrannhet i bestämningen af de starkaste och svagaste svärtningarna. I Martensfotometerns konstruktion ligger, som s. 78 anförts, att felen där måste starkt ökas; och att från de förra nedföra mätningen till andra delar af skalan genom införande af absorberande medel innebär alltid en ny möjlighet till fel genom Callierеffekt m. m.

Det kan frågas, hvarför jag som abscissa vid den grafiska framställningen valt $D' = \log t_0 - \log t$.

Ett viktigt skäl är, att jag därigenom får samma abscissor som de, hvilka kommit till användning vid intensitetsförsvagningens framställning; när nu afsikten med mitt arbete är att jämföra dessa två olika försvagningar, var detta val nästan nödvändigt.

Men äfven en jämförelse af de kurvor, som erhållas när en försvagningsserie afsättes mot de olika variabler, som kunna ifrågakomma — utom D' är det förhållandet paus : belysning $= f$ och dess logaritm, kanske sektorns i fråga öppningsvinkel α — torde visa att D' ger de åskådligaste kurvorna.

Dessa andra variabler äro entydigt bestämda ur D'; de formler, medelst hvilka man kan öfvergå från den ena till den andra, äro följande:

$$\text{Vi ha } D' = \log t_0 - \log t = 24{,}28 - \text{Sch}^\circ$$

$$\text{och intermittensfaktorn } f = \frac{\text{paus}}{\text{belysning}} = \frac{360 - \alpha}{\alpha}.$$

Nu är, enligt definitionen på Scheinergrader

$$\alpha = 1{,}274^{\text{Sch.}^\circ}$$

och

$$\text{Sch.}^\circ = 24{,}28 - D'$$

$$\therefore\ f = \frac{360 - 1{,}274^{24{,}28 - D'}}{1{,}274^{24{,}28 - D'}}.$$

Tab. 11 ger en sammanställning af korresponderande värden för de olika faktorerna; fig. 27, s. 83, ger kurvorna f/D', $\log f/D'$; De visa, att f som lägsta värde har $f = 0$ för $\begin{cases} \alpha = 360 \\ D' = 0 \end{cases}$ och sedan antager positiva värden. Afsätter man mot denna varia-

bel de försvagningsvärden, man finner, blifva dessa i hög grad sammanträngda på låga f-värden, där stigningen hos kurvan $f - D'$ är mycket svag, och däremot glesa på de högre — ett förhållande, som liknar det när man afsätter svärtningen mot it, i stället för mot log it. Söker man få dem jämnare fördelade genom att afsätta dem mot log f, möter man den olägenheten att för

$$\left.\begin{matrix} D' = 0 \\ f = 0 \end{matrix}\right\} \log f \quad = \infty .$$

D' däremot, äfven det af logaritmisk art, visar sig mera lämplig som variabel vid framställningen af A', emedan det är $= 0$ för $f = 0$, således ger en definitiv ändpunkt för kurvan, en åskådlig fördelning af värdena, och slutligen mycket lätt kan erhållas direkt ur mätningarna. Fig 32 sid. 99 visar på ett exempel ur plåt E 97 huru de på dessa olika sätt framställda kurvorna taga sig ut.

Vid sidan af dessa undersökningar torde det vara af intresse att ur mina kurvor söka utreda en annan fråga.

Ett begrepp, som i tyska sensitometriska arbeten på senare tid har blifvit mycket användt, är "Das Normalschwärzungsgebiet", hvilket af Stark[1] karaktäriseras som det område, inom hvilket hans svärtningslag

$$s = \log (k\, i^m\, t^n)$$

skall kunna tillämpas. Formeln ger

$$s = \log\, k + m\, \log\, i + n\, \log\, t$$

och, då han inom området anser m och n som konstanter, kunde det definieras som innefattande de svärtningar, för hvilka kurvorna äro parallella räta linjer. I ett senare arbete[2] angifves att det är på Hurter & Driffield's undersökningar, han stöder sin åsikt om att en rätlinig del af kurvan bör finnas; därvid tager han ej hänsyn till, att deras med intermittent belysning erhållna resultat ej utan vidare få öfverföras till att gälla för kontinuerliga tids- och för intensitetsskalor, liksom ej heller till att såväl deras ljuskälla som deras metod att bestämma svärtningen ej torde kunna anses vara af större noggrannhet.

[1] J. Stark, Ann. Phys. (4) 33: 1449: 1910.
[2] J. Stark, Ann. Phys. (4) 35: 461: 1911.

Ej heller tyckas, som förut sid. 39 ff. antydts, hans egna, publicerade värden direkt bestyrka antagandet. Det framgår vidare af Eder's m. fl. undersökningar öfver framkallningstidens inflytande, att svärtningskurvan för kort framkallning visar en fullt tydlig, kontinuerlig krökning, med en bestämd inflexionspunkt. Vid längre fortsatt framkallning blir kurvans stigning allt brantare; men dess allmänna karaktär måste kvarstå.

Normalsvärtningsområdet är sålunda blott ett approximativt begrepp, eller det område, inom hvilket kurvan kan anses sammanfalla med den genom inflexionspunkten dragna tangenten.

Tab. 12.

Skala n:r	Afst.	Rel. int.	Sch.°	Ber. tid	Obs. tid	Rel. exp.	Sch.°	Σ korr.
1	0,750	6,166	7,50	40,0	40,0	1,015	+ 0,06	+ 7,56
2	750	166	50	*K*	39,4	000	—	7,50
3	899	4,282	6,00	„	6	005	+ 02	6,02
4	1,079	2,975	4,50	„	40,0	015	+ 06	4,56
5	293	069	3,00	„	39,4	000	—	3,00
6	550	1,439	1,50	„	6	005	+ 02	1,52
7	861	000	0,00	„	6	005	+ 02	0,02
8	550	439	1,50	171,4	171,4	4,326	6,05	7,55

Ur Stark's svärtningslag följer

$$ds = \frac{m\,di}{i} + n\frac{dt}{t};$$

$\therefore$ för tidskurvor (i konst.): $s_2 - s_1 = n\,(\log t_2 - \log t_1)$;

„ intensitetskurvor (i konst.): $s_2 - s_1 = m\,(\log i_2 - \log i_1)$.

Inom det område, där lagen gäller, skola således lika stora ändringar af svärtningen motsvaras af lika differenser i log t, resp. log i. Då mina kurvor bestämts så, att tids- och intensitetslogaritmerna beräknats för jämna svärtningsdifferenser, är det således mycket lätt att å dessa värden söka utröna, huru stort detta normalområde skall kunna vara.

Det visar sig då, att kontinuerliga tidskurvor i regeln visa en tydlig genomgående krökning; intensitetskurvorna hafva den mindre utpräglad, men dock tydlig, under det att man hos intermittenta

tidskurvor kan i vissa fall verkligen tala om ett rätlinigt förlopp hos en mindre del af kurvan.

Att anföra siffror härtill vore för vidlyftigt; jag har, vid försök med en annan metod för ϑ-beräkning, genomgått några hundra kurvor, som genomgående bekräfta, hvad här ofvan säges.

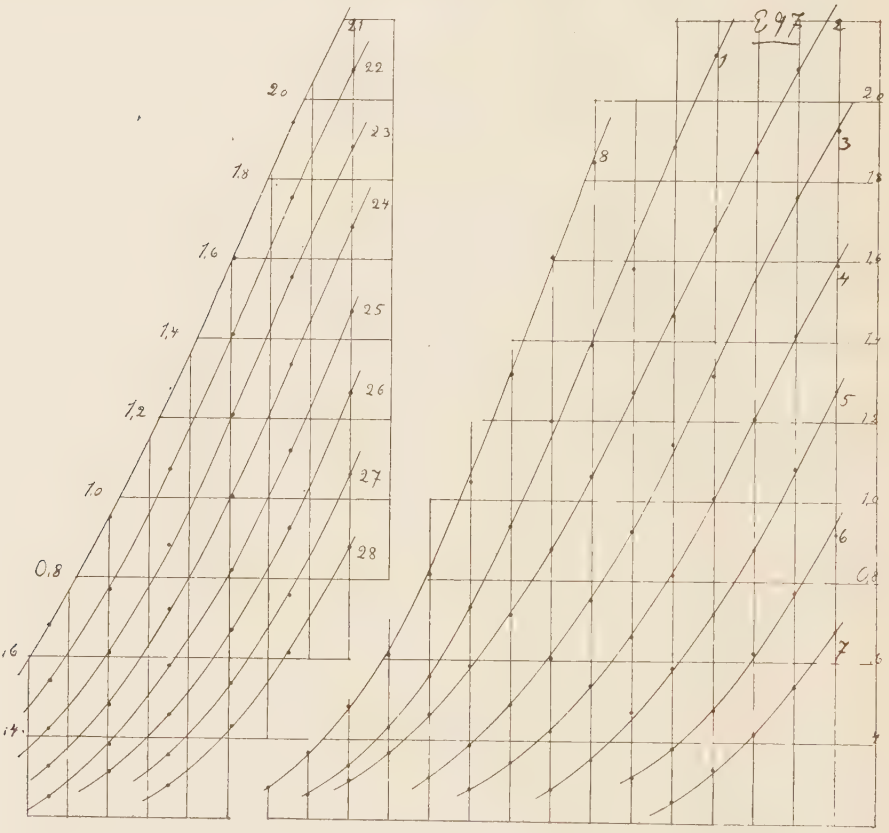


Fig. 28. Intensitetskurvor: $y = s$: $x = \log i$: se tab. 17.

Fig. 27. Tidskurvor: $y = s$; $x = \log t$; se tab. 15.

4.

Ett observationsprotokoll.

För att åskådliggöra de arbetsmetoder, hvilkas principer i det föregående hafva gifvits, vill jag nu in extenso meddela arbetsprotokollet för en plåt, hvartill en medelgod sådan har valts, af den typ som i fig. 21 visats. Före och under dess exponering anteck-

nades använda intensiteter samt beräknade och observerade exponeringstider — K = ett hvarf kontinuerligt — hvarur sedan korrektionerna bestämdes.

Tab. 12 visar dessa anteckningar, samt huru tiderna reduceras till skalan 2, satt = 1; de "rel. exp." bestämdes och öfverfördes till Sch.° (Det bör påpekas, att E 97 hör till de plåtar, som togos innan

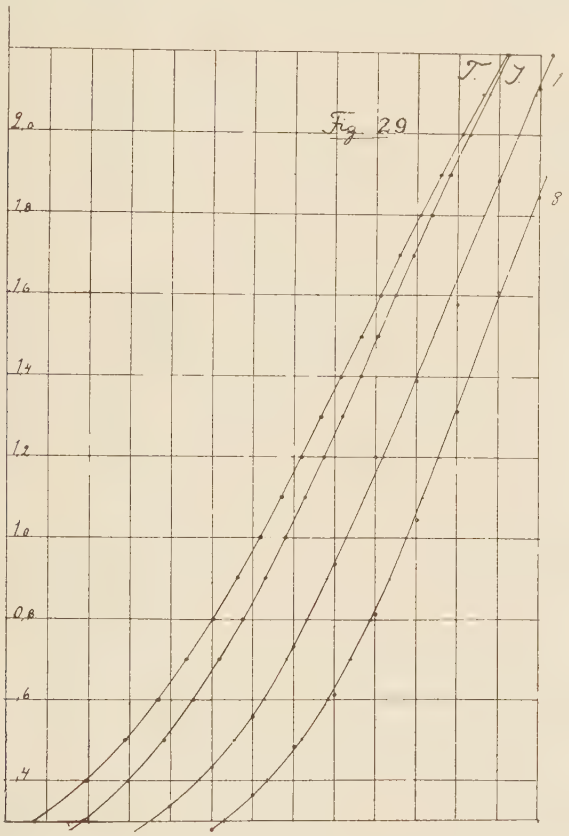


Fig. 29. $y = s$; $x = \log t$, resp. $\log i$; se tab. 20.

jag erhöll dubbelrelaiset för tidsregistrering, hvarför K-tiderna visa starkare variationer än senare observerats; äfven här dock obetydliga.) Likaså infördes korrektionerna för intensitet i samma enhet till den lägsta använda. Genom att lägga "Σ korr." till den i Scheinergrader aflästa $\log t$ för en viss svärtning reducerades de till lika it, så att endast afvikelser från reciprocitetslagen kvarstodo.

Tab. 13 visar resultaten af de olika kurvornas uppmätning i vinkelvärden å fotometern samt dessas reduktion till svärtningsvär-

den. Ehuru tredje siffran ej är säker (jämför härom tab. 9, s. 77) har jag i likhet med exempelvis Sheppard & Mees, Callier m. fl. ansett mig kunna medtaga den.

De så erhållna punkterna inlades sedan på millimeterpapper så att en svärtningsdifferens = 0,1 motsvarades af 1 cm. Den osäkra tredje decimalen kom således endast att motsvaras af 0,1 mm. Abscissorna, log t, valdes så att 1° Sch. = 1 cm.; de olika fälten

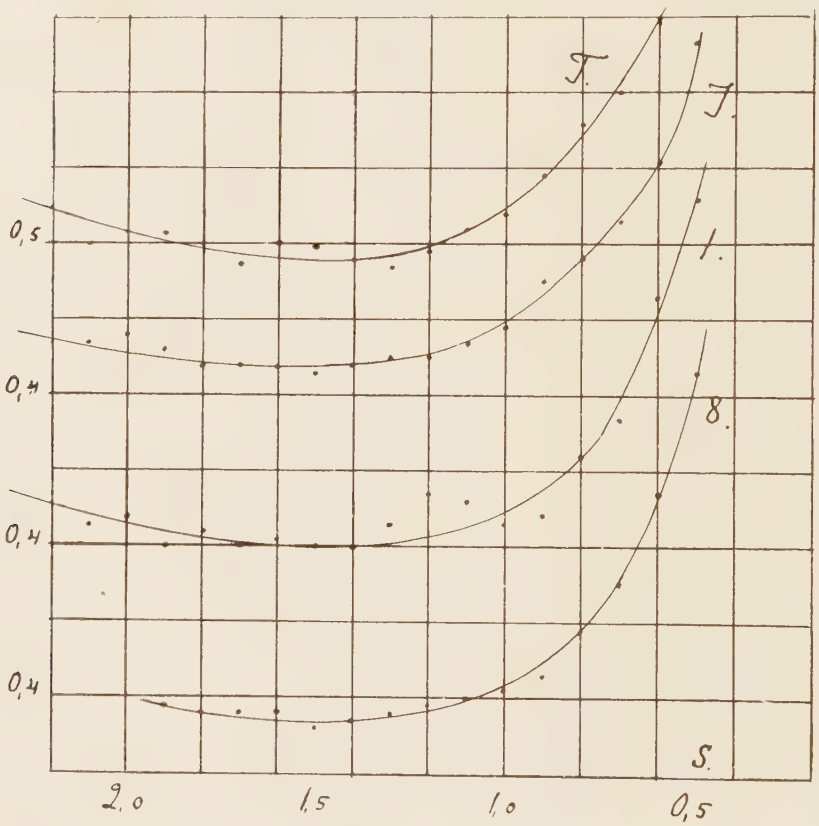


Fig. 30. Krökning hos kurvorna.

kommo således på successiva cm. streck. Genom punkterna, så nära som möjligt anslutande sig till dem, drogos kurvor (se fig. 27 s. 88).

De ur kurvorna uttagna, korrigerade svärtningsvärdena (tab. 14) kombinerades nu till intensitetskurvor, i det likbelägna fält afsattes mot log i, korrigerade enligt föregående (fig. 28 s. 88).

Värdena af log t, resp. log. i för de olika kurvorna aflästes nu; differenserna togos i detta fall mot tidskurvan n:r 2, intensitets-

Tab. 13.

	1		2		3		4		5		6		7		8	
N:r	φ	s	φ	s	φ	s	φ	s	φ	s	φ	s	φ	s	φ	s
1	85,0	2,116	85,8	2,268	83,8	1,928	80,9	1,591	77,1	1,280	70,9	0,921	65,4	0,679	83,2	1,847
2	3,5	1,887	4,8	082	2,5	761	78,9	415	4,0	085	67,7	774	1,8	541	1,1	610
3	0,8	581	3,4	1,873	0,5	553	6,0	207	0,0	0,878	4,0	624	58,4	422	77,6	316
4	78,6	391	1,8	683	77,6	316	2,6	008	66,4	719	0,1	481	5,7	332	3,3	046
5	5,9	200	79,5	464	5,0	144	68,7	0,818	3,0	586	57,3	385	3,2	252	68,6	0,814
6	1,2	0,936	7,0	273	1,0	0,926	5,0	663	59,7	474	5,1	313	—	—	3,7	612
7	66,7	732	3,6	062	67,2	753	1,7	538	6,4	355	—	—	—	—	0,1	481
8	2,3	560	0,0	0,878	3,6	608	58,5	425	4,1	281	—	—	—	—	56,7	365
9	58,7	432	66,3	715	0,4	491	6,1	345	—	—	—	—	—	—	4,0	278
10	5,8	336	3,0	586	57,4	388	4,0	278	—	—	—	—	—	—	—	—
11	3,5	262	59,6	463	4,9	306	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
12	—	—	6,8	368	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
13	—	—	4,6	297	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Tab. 14.

N:r	log *i*	Tidskorr.	21	22	23	24	25	26	27	28
2	7,50	—	2,265	2,076	1,882	1,680	1,470	1,265	1,062	0,880
3	6,00	+ 0,02	1,941	1,753	554	337	120	0,927	0,759	617
4	4,50	+ 0,06	600	410	207	004	0,821	670	538	431
5	3,00	—	276	072	0,881	0,722	580	458	358	280
6	1,50	+ 0,02	0,950	0,770	613	483	384	313	—	—
7	0,00	+ 0,02	680	542	421	327	250	-	—	·

Tab. 15.

	2		3		4		5		6		7	
s.	log *t*	log *it*	log *t*	Diff.	log *t*	Diff.	log *t*	Diff.	log *t*	Diff.	log *t*	Diff.
2,2	18,67	26,17	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1	12	25,62	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2,0	17,60	10	19,34	5,76	—	—	—	—	-	- -	—	- -
1,9	09	24,59	18,78	81	—	—	—	—	- -	- -	—	—
8	16,58	08	23	85	—	—	—	—	—	—	—	—
7	09	23,59	17,72	87	—	—	—	—	—	—	—	—
6	15,62	12	22	90	19,00	4,12	—	—	-		—	—
5	14	22,64	16,74	90	18,47	17	—	—	-	- -	—	·
4	14,67	17	28	89	17,94	23	—	—	—	—	—	·
3	17	21,67	15,83	84	43	24	19,11	2,56	- -		—	—
2	13,70	20	38	82	16,97	23	18,63	57	·	- -	·	—
1	20	20,70	14,90	80	47	23	14	56	-	—	—	- -
1,0	12,69	19	40	79	15,99	20	17,64	55	19,27	0,92	—	—
0,9	12	19,62	13,88	74	46	16	10	52	18,73	89	—	—
8	11,50	00	28	72	14,87	13	16,51	49	19	81	—	—
7	10,83	18,33	12,61	72	21	12	15,87	46	17,58	75	19,15	9,18
6	17	17,67	11,89	78	13,50	17	14	53	16,91	76	18,43	24
5	9,34	16,84	05	79	12,69	15	14,37	47	14	70	17,67	17
4	8,37	15,87	10,11	76	11,67	20	13,47	40	15,18	69	16,80	07
3	7,08	14,58	8,90	68	10.37	21	12,27	31	13,79	79	15,70	8,88
		—		5,80		4,18		2,52		0,79		9,17

kurvan n:r 21 (så betecknad emedan dess första fält motsvarar fältet n:r 1 i tidskurvan 2). Tab. 15 och 17 visa differenserna och deras medelvärden; tab. 16 och 18 huru de reducerade olika kurvorna sammanföras till medelkurvor.

De så erhållna kurvorna visar fig. 29 s. 89. Redan en blick på dem visar deras olika karaktär; tidskurvan vida mera lutande än intensitetskurvan, denna i sin tur mera så än intermittenskurvorna. En undersökning af differenserna i log t, resp. log i enligt sid. 87

Tab. 16: Tidskurvor.

	2,2	2,1	2,0	1,9	1,8	1,7	1,6	1,5	1,4	1,3
2	26,17	25,62	25,10	24,59	24,08	23,59	23,12	22,64	22,17	21,67
3	—	—	14	58	03	52	02	54	08	63
4	—	—	—	—	—	—	18	65	12	61
5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	63
	26,17	25,62	25,12	24,59	24,06	23,56	23,11	22,61	22,12	21,64

	1,2	1,1	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3
2	21,20	20,70	20,19	19,62	19,00	18,33	17,67	16,84	15,87	14,58
3	18	70	20	68	08	41	69	85	91	70
4	15	65	17	64	05	39	68	87	85	55
5	15	66	16	62	03	39	66	89	99	79
6	—	—	06	52	18,98	37	70	93	97	58
7	—	—	—	—	—	32	60	84	97	87
	21,17	20,68	20,16	19,62	19,03	18,37	17,67	16,87	15,93	14,68

visar tab. 19 och fig. 30. Vid deras beräkning hafva här, liksom annorstädes i liknande fall, användts de beräknade medelvärdena, ej ur medelkurvorna aflästa sådana. I de förra kunna ojämnheter finnas, orsakade af att, som tab. 16 och 18 visa, olika antal observationer finnas för olika s. Det är däraf tydligt, att *om* man vill tala om ett rätlinigt förlopp af kurvorna, det blott kan vara approximativt, liksom äfven differenserna tydligt visa olikheten i gradation — skulle man ur dem söka få ett ungefärligt värde på lutningen, uttryckt i differenserna, blefve det, kurvorna tagna i ordning som där, omkring 48, 44, 41, 38; således tydligt olika.

Huru differenserna Δ och Δ' erhållas som funktioner af $D = \log i_0 - \log i$, resp. $D' = \log t_0 - \log t_{\text{interm.}}$, visar tab. 20. För svärtningsvärden från 2,2 till 0,3 visas där $\log i_0 t = T$, $\log i t_0 = I$, deras differens Δ och D. Vidare de aflästa $\log t_{\text{interm.}}$ — 1, 8 —;

Tab. 17.

	21	22		23		24		25		26		27		28	
s.	log i	log i	Diff.	log i	Diff.	log i	Diff.	log i	Diff	log i	Diff.	log i	Diff.	log i	Diff.
2,2	18,73	—		—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1	26	18,13	0,13	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
0	17,79	17,65	14	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,9	32	17	15	17,11	0,21	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
8	16,90	16,71	19	16,62	28	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7	48	28	20	17	31	16,09	0,39	—	—	—	—	—	—	—	—
6	05	15,85	20	15,72	33	15,65	40	—	—	—	—	—	—	—	—
5	15,61	45	16	29	32	22	39	15,13	0,48	—	—	—	—	—	—
4	15	00	15	14,87	28	14,80	35	14,73	42	—	—	—	—	—	—
3	14,70	14,55	15	43	27	37	33	32	38	14,13	0,57	—	—	—	—
2	22	11	11	01	21	13,92	30	13,89	33	13,72	50	—	—	—	—
1	13,74	13,65	09	13,60	14	49	25	43	31	31	43	13,17	0,57	—	—
0	25	18	07	15	10	01	24	12,98	27	12,87	38	12,72	53	—	—
0,9	12,73	12,70	03	12,68	05	12,52	21	49	24	39	34	25	48	12,10	0,63
8	18	15	03	12	06	00	18	11,95	23	11,83	35	11,70	48	11,58	60
7	11,63	11,56	07	11,53	10	11,43	20	34	29	25	38	11	52	00	63
6	05	10,92	13	10,90	15	10,80	25	10,67	38	10,60	45	10,49	56	10,39	66
5	—	21	—	19	—	11	—	9,95	—	9,86	—	9,78	—	9,69	—
4	—	—	—	9,30	—	9,25	—	15	—	8,97	—	8,90	—	8,82	—
3	—	—	—	—	—	8,20	—	8,13	—	7,83	—	7,77	—	7,72	—
			0,13		0,20		0,29		0,33		0,43		0,52		0,63

motsvarande $it - 1_k$, 8_k —; de ur 1 och 8 tagna D', samt $\Delta' = 1_k$, resp. $8_k - T$.

De så erhållna differenserna afsättas grafiskt (se fig. 31, s. 98) och ur de där erhållna kurvorna uttagas värden för jämna Sch.°

Tab. 21 visar de Δ som så erhållits för $D = 1, 2 \ldots$ Därur äro uttagna dels $\Delta_{n+1} - \Delta_n$, visande försvagningen inom olika svärt-

ningsintervall, dels $\frac{I}{D}$, försvagningen pr enhet intensitetsdifferens. De senare äro jämväl öfverförda till ϑ.

De andra sätt som antyddes att beräkna ϑ, ur de olika kurvornas medeldifferenser (sid. 80) visa tab. 22 och 23. Den förra är beräknad ur tidskurvornas differenser; därvid måste hänsyn

Tab. 18: Intensitetskurvor.

	2,2	2,1	2,0	1,9	1,8	1,7	1,6	1,5	1,4	1,3
21	18,73	18,26	17,79	17,32	16,90	16,48	16,05	15,61	15,15	14,70
22	—	26	78	30	84	41	15,98	58	13	68
23	—	—	—	31	82	37	92	49	07	63
24	—	—	—	—	—	38	94	51	09	66
25	—	—	—			—	—	46	06	65
26	—	—	—	—	—	—	—	—	—	56
	18,73	18,26	17,79	17,31	16,85	16,41	15,97	15,53	15,10	14,65

	1,2	1,1	1,0	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4	0,3
21	14,22	13,74	13,25	12,73	12,18	11,63	11,05	—	—	—
22	24	78	31	83	28	69	05	10,34	—	—
23	21	80	35	88	32	73	10	39	9,50	—
24	21	78	30	81	29	72	09	40	54	8,49
25	22	76	31	82	28	67	00	28	48	46
26	15	74	30	82	25	68	03	29	40	26
27	—	69	24	77	22	63	01	30	42	29
28	—	—	—	73	21	63	02	32	45	35
	14,21	13,76	13,29	12,80	12,25	11,67	11,04	10,33	9,47	8,37

tagas jämväl till olikheterna i exponeringstid; man jämför således $(i_1 t - i_2 t)_{\text{ber.}}$ med $(\sim)_{\text{obs.}}$ Då intensitetskorrektionen utgår från den lägsta intensiteten, blir här ber. > obs. Enklare är beräkningen i tab. 23; värdena öfverensstämma så pass väl man kan vänta med det föregående.

Tab. 19.

	2	3	4	5	6	7	*T.*	21	22	23	24	25	26	27	28	*I.*	*Im.* 1	*Im.* 2
2,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1	0,55	—	—	—	—	—	0,55	0,47	—	—	—	—	—	—	—	0,47	0,47	—
2,0	52	—	—	—	—	—	50	47	0,48	—	—	—	—	—	—	47	43	—
1,9	51	0,56	—	—	—	—	53	47	48	—	—	—	—	—	—	48	44	—
8	51	55	—	—	—	—	53	42	46	0,49	—	—	—	—	—	46	40	0,39
7	49	51	—	—	—	—	50	42	43	45	—	—	—	—	—	44	42	38
6	47	50	—	—	—	—	45	43	43	45	0,44	—	—	—	—	44	40	38
5	48	48	0,53	—	—	—	50	44	40	43	43	—	—	—	—	44	41	38
4	47	46	53	—	—	—	49	46	45	42	42	0,40	—	—	—	43	40	36
3	50	45	51	—	—	—	48	45	45	44	43	41	—	—	—	45	40	37
2	47	45	46	0,48	—	—	47	48	44	42	45	43	0,41	—	—	44	43	38
1	50	48	50	49	—	—	49	48	46	41	43	46	41	—	—	45	47	39
0	51	50	48	50	—		52	49	47	45	48	45	44	0,45	—	47	46	40
0,9	57	52	53	54	0,54	—	54	52	48	47	49	49	48	47		49	43	41
8	62	60	59	59	54	—	59	55	55	56	52	54	56	55	0,52	55	44	43
7	67	67	66	64	61	—	66	55	59	59	57	61	58	59	58	58	52	49
6	66	72	71	73	67	0,72	70	58	64	63	63	67	65	62	61	63	57	55
5	83	84	81	77	77	76	80	—	71	71	69	72	74	71	70	71	73	67
4	97	94	1,02	90	96	87	94	—	—	89	86	80	89	88	87	86	86	83
3	1,29	1,21	30	1,20	1,39	1,10	1,25	—	-	—	1,05	1,02	1,14	1,13	1,10	1,10	1,14	1,06

Af Δ' erhöllos två serier (tab. 24) ur de två kurvorna med olika intensiteter. Från n:r 8, som var tagen med lägre intensitet, subtraherades intensitetsförsvagningen; resten kunde sedan jämföras med den ur andra kurvan erhållna försvagningen. Där beräknades dels $\Delta'_8 - \Delta'_1$, hvilken visar rätt stark stigning med D', således äfven med ökadt förhållande paus : belysning; ökningen blir dock svagare mot slutet af serien. Förhållandet $\frac{\Delta'_8}{\Delta'_1}$, hvilket, om det vore konstant, skulle visa ett exponentiellt beroende af intensiteten, synes aftaga med växande D'.

Figur 32 visar slutligen de olika kurvor som erhållas, då Δ' afsättes mot D', f och $\log f$.

Tab. 20.

s	T	I	Δ	D	1_k	Δ'_1	D'_1	1	8_k	Δ'_8	D'_8	8
2,2	26,17	26,23	0,06	0,77	26,93	0,76	4,91	19,37	—	—	—	—
1	25,62	25,76	14	1,24	46	84	5,38	18,90	—	—	—	—
2,0	12	29	17	71	03	0,91	81	47	—	—	—	—
1,9	24,59	24,81	22	2,19	25,59	1,00	6,25	03	26,71	2,12	5,12	19,16
8	06	35	29	65	19	13	65	17,63	32	26	51	18,77
7	23,56	23,91	35	3,09	24,77	21	7,07	21	25,94	38	89	39
6	11	47	36	53	37	26	47	16,81	56	45	6,27	01
5	22,61	03	42	97	23,96	35	88	40	18	57	65	17,63
4	12	22,60	48	4,40	56	44	8,28	00	24,82	70	7,01	27
3	21,64	15	51	85	16	52	68	15,60	45	81	38	16,90
2	17	21,71	54	5,29	22,73	56	9,11	17	07	2,90	76	52
1	20,68	26	58	74	26	58	58	14,70	23,68	3,00	8,15	13
1,0	16	20,79	63	6,21	21,80	64	10,04	24	28	12	55	15,73
0,9	19,62	30	68	70	37	75	47	13,81	22,87	25	96	32
8	03	19,75	72	7,25	20,91	1,88	93	35	44	41	9,39	14,89
7	18,37	17	80	83	39	2,02	11,45	12,83	21,95	58	88	40
6	17,67	18,54	87	8,46	19,82	15	12,02	26	40	73	10,43	13,85
5	16,87	17,83	0,96	9,17	09	22	75	11,53	20,73	86	11,10	18
4	15,93	16,97	1,04	10,03	18,23	30	13,61	10,67	19,90	3,97	93	12,35
3	14,68	15,87	19	11,13	17,09	41	14,75	9,53	18,84	4,16	12,99	11,29

Tab. 21.

D	Δ	$\Delta_{n+1}-\Delta_n$	Δ/D	ϑ
1	0,09	0,09	0,09	0,92
2	20	11	10	91
3	31	11	10	91
4	41	10	10	91
5	51	10	10	91
6	61	10	10	91
7	71	10	10	91
8	81	10	10	91
9	0,92	11	10	91
10	1,03	11	10	91
11	15	12	10	91

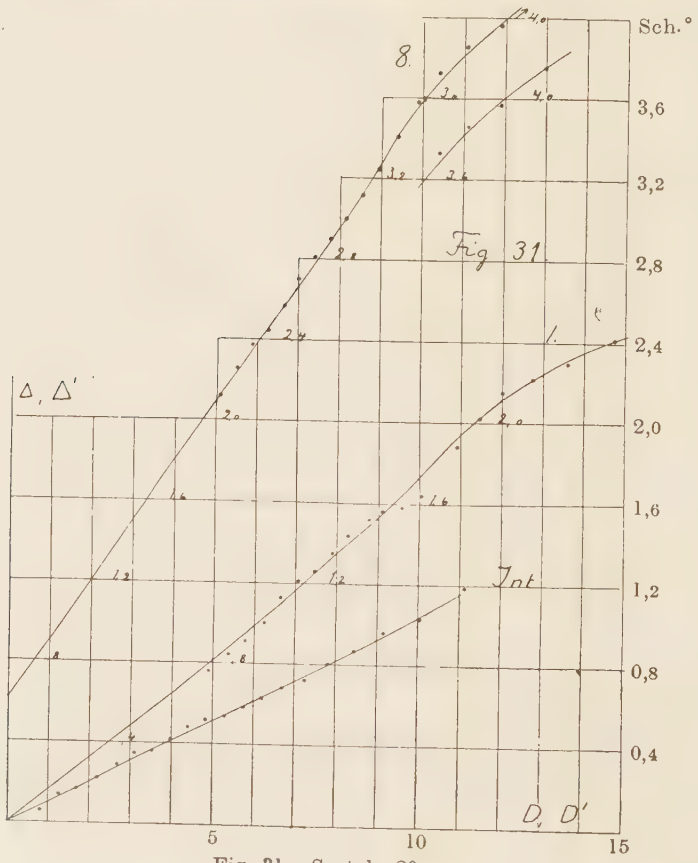


Fig. 31. Se tab. 20.

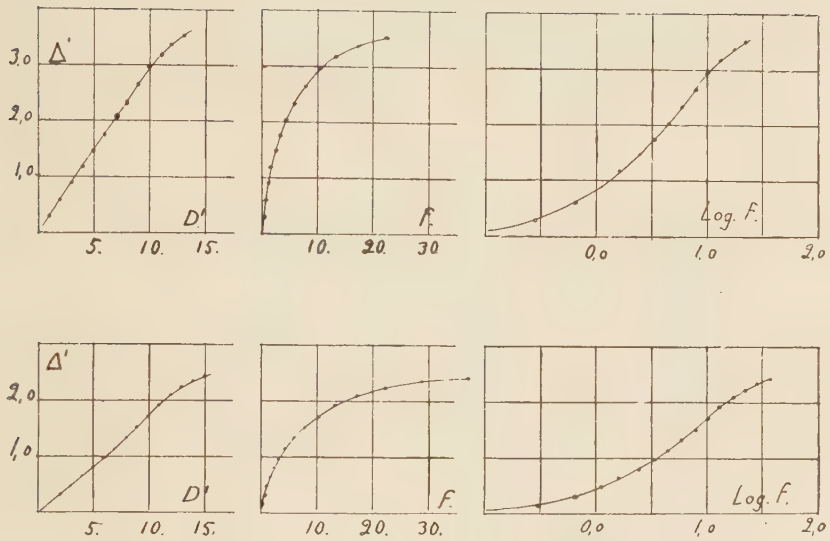


Fig. 32: Δ'_s och Δ'_1 mot D', f och log f.

Tab. 22.

D	obs.	ber.	Δ	Δ/D
1,5	5,80	6,02	0,22	0,15
3,0	4,18	4,56	38	13
4,5	2,52	3,00	48	11
6,0	0,79	1,52	73	12
7,5	9,17	0,02	85	11

Med. 0,12

$\vartheta = 0{,}89$

Tab. 23.

D	Δ	Δ/D
1	0,13	0,13
2	20	10
3	29	10
4	33	08
5	43	09
6	52	09
7	63	09

Med. 0,10

$\vartheta = 0{,}90$

Tab. 24.

D'	Δ'_8	Δ'_8 red.	Δ'_1	$\Delta'_8 - \Delta'_1$	Δ'_8 / Δ'_1
0	*0,62*	*0,00*	*0,00*	*0,00*	—
1	*91*	*29*	*16*	*13*	*1,8*
2	*1,21*	*59*	*32*	*27*	*8*
3	*51*	*89*	*48*	*41*	*9*
4	*80*	*1,18*	*64*	*54*	*8*
5	2,09	47	81	66	8
6	38	76	98	78	8
7	66	2,04	1,16	88	8
8	95	33	34	99	7
9	3,27	65	52	1,13	7
10	59	97	72	25	7
11	82	3,20	94	26	7
12	4,00	38	2,11	27	6
13	15	53	24	29	6
14	—	—	35	—	—
15	—	—	43	—	—

5.

Resultat:

Intensitetsförsvagningen.

Förut har redogjorts för, huru ur intensitets- och tidskurvorna försvagningar Δ erhållits, bestämda af intensitetsdifferenser D, och exempel på detta har gifvits för pl. E 97.

Här gifvas nu, i sammanställning, resultaten för de plåtar, som jag genomräknat. De äro indelade i två grupper, E 66—97 och E 111—144, beroende på att det använda materialet ej var fullt lika; den senare emulsionen känsligare och genomgående visande lägre försvagningsvärden.

Förutsättningen för den metod, efter hvilken medelkurvorna erhöllos, var ju att ϑ ej för det använda materialet var beroende af svärtningen, hvilket äfven genom metoden själf kontrollerades. Här kan man ännu en gång och direkt undersöka detta, genom att

bland differenserna $\Delta_{n+1}-\Delta_n$ utsöka dem som höra till intervall, hvilka inom sig sluta bestämda svärtningar. Tab. 25 visar mot $s = 1{,}8$, 1,2 och 0,6 svarande ϑ-värden ur de båda grupperna I och II; något beroende af s framgår ej.

Tab. 25.

ϑ-värden för olika s.

	1,8	1,2	0,6		1,8	1,2	0,6
66	0,89	0,90	0,91	111	0,93	0,93	0,92
67	76	78	81	112	91	91	91
68	92	92	94	113	97	98	97
69	85	86	89	114	96	96	95
70	88	88	89	115	92	92	91
71	93	93	95	117	95	93	93
72	90	88	90	118	93	96	96
73	92	92	92	120	95	98	98
74	81	83	85	121	94	94	95
75	(92)	92	92	122	99	98	98
77	(95)	95	98	123	88	88	90
86	81	81	82	125	95	96	96
87	87	88	89	126	98	98	97
88	90	92	93	128	95	95	96
89	87	88	91	129	88	88	88
90	87	85	91	130	97	97	97
91	88	88	91	131	95	96	96
92	90	89	93	133	97	97	97
93	91	91	92	135	93	94	95
94	79	81	83	137	89	93	92
95	89	91	93	138	98	97	97
96	92	88	89	140	89	93	95
97	90	91	90	141	89	89	89
	0,880	0,882	0,901	142	93	96	97
				143	88	88	87
					0,935	0,942	0,942

För olika plåtar erhållna värden på J äro sammanförda i tab. 26 och 27, samt i tab. 28 och 29, hvilka visa därur beräknade J/D. Huruvida ϑ är konstant för de intensitetsvariationer, som här kommit till användning, framgår dels af de två senare tabellerna, dels, och tydligare, af de medelvärden för J/D, som beräknats ur de två

Tab. 26.

Intensitetsförsvagning ur differenser mellan intensitets- och tidskurvor.

Plåt \ D	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
E 66	12	23	34	45	56	67	77	88	98	—	—
67	30	61	90	118	146	172	198	222	245	—	—
68	9	18	27	36	44	52	60	66	72	—	—
69	18	35	52	68	84	98	112	124	135	143	—
70	14	28	41	55	69	82	96	108	120	—	—
71	7	14	20	27	33	40	45	50	54	—	—
72	10	21	33	45	58	69	81	93	104	115	126
73	9	18	27	36	46	55	63	72	80	—	—
74	23	44	66	87	107	125	142	160	177	192	—
75	9	18	27	37	46	54	63	71	78		—
76	25	45	62	76	89	98	107	114	122	—	—
77	5	10	16	21	24	27	29	31	33	—	—
86	23	47	70	93	115	138	160	182	204	—	—
87	15	28	42	56	68	80	92	102	111	119	—
88	11	21	31	41	50	59	67	75	82	89	94
89	15	29	44	58	72	85	97	107	117	127	—
90	11	24	39	55	72	89	103	117	127	—	—
91	14	28	41	54	67	80	91	101	110	118	—
92	11	22	33	44	56	66	76	84	93	101	—
93	10	20	30	40	50	60	69	77	85	—	—
94	34	65	92	118	142	166	190	213	234	253	270
95	14	27	39	50	60	70	79	86	93	100	—
96	9	18	27	37	48	61	73	84	96	107	—
97	9	20	31	41	51	61	71	81	92	103	115
Med.	14,5	14,3	14,1	14,0	13,8	13,6	13,3	13,1	12,8		—

förra. Båda serierna visa en genomgående minskning af Δ_{D-1} för växande D, följaktligen en ökning af ϑ. Denna gång visar sig, som var att vänta, tydligare för första gruppen, där differenserna genomgående voro större. Som enhet användes i tab. 26—29 0,01° Sch.

Tab. 27.

Intensitetsförsvagning ur differenser mellan intensitets- och tidskurvor.

Plåt \ D	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
E 111	7	14	21	29	37	46	55	65	(75)	—	—
112	10	20	30	40	50	60	70	(80)	(90)	—	—
113	3	5	7	10	13	16	18	21	24	27	—
114	3	7	11	15	19	24	29	35	41	48	55
115	9	18	28	37	47	57	67	78	—	—	—
117	5	11	17	24	31	39	47	55	65	—	—
118	8	15	21	25	29	33	37	(41)	—	—	—
120	5	9	13	15	17	19	20	22	—	—	—
121	6	11	17	22	27	33	38	42	—	—	—
122	1	2	4	6	7	9	11	13	16	—	—
123	13	26	39	53	65	77	88	(99)	—	—	—
125	5	10	15	19	23	27	31	36	40	44	—
126	2	4	6	8	10	12	15	17	20	—	—
128	6	11	16	21	26	30	34	36	—	—	—
129	13	26	39	53	67	80	94	107	121	134	—
130	3	5	8	11	14	17	20	22	—	—	—
131	5	10	14	18	22	26	30	34	38	41	—
133	3	6	9	12	15	17	20	23	26	28	30
135	8	15	21	27	33	39	44	49	55	60	—
137	12	21	28	36	44	53	62	70	79	—	—
138	2	4	7	9	12	15	19	22	26	—	—
140	12	22	31	39	45	51	56	61	65	—	—
141	12	24	36	48	60	72	84	96	—	—	—
142	8	15	19	23	27	30	34	37	—	—	—
143	13	27	42	56	70	85	100	115	130	146	—
Med.	6,96	6,76	6,65	6,56	6,48	6,45	6,40	6,36	—	—	—

Då emellertid detta beroende af D var ganska svagt, hafva i tab. 27 och 29 medelvärden M för $\Delta_{D=1}$ och därur ϑ beräknats.

För en jämförelse med hvad andra metoder ge, har jämväl medeltalet af de ϑ-värden, som erhållits ur de enskilda tids- och intensitetskurvornas differenser, bifogats i tabellens sista kolumn; den goda öfverensstämmelsen bekräftar verkligheten af de rätt

Tab. 28.

Intensitetsförsvagning ur tab. 26, reducerad till $D = 1$.

Plåt \ D	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	M	ϑ	ϑ_{i+t}
E 66	12	12	11	11	11	11	11	11	11	—	—	11	0,90	0,90
67	30	31	30	29	29	29	28	27	27	—	—	29	78	78
68	9	9	9	9	9	9	9	8	8	—	—	9	92	92
69	18	18	17	17	17	16	16	16	15	14	—	16	86	87
70	14	14	14	14	14	14	14	14	13	—	—	14	88	87
71	7	7	7	7	7	7	6	6	6	—	—	7	94	94
72	10	10	11	11	12	12	12	12	12	12	11	11	90	91
73	9	9	9	9	9	9	9	9	9	—	—	9	92	93
74	23	22	22	22	21	21	20	20	20	19	—	21	83	82
75	9	9	9	9	9	9	9	9	9	—	—	9	92	92
76	25	22	21	19	18	16	15	14	14	—	—	16	86	88
77	5	5	5	5	5	5	4	4	(4)	—	—	5	95	93
86	23	23	23	23	23	23	23	23	23	—	—	23	81	82
87	15	14	14	14	14	13	13	13	12	12	—	13	88	90
88	11	11	10	10	10	10	10	9	9	9	—	10	91	91
89	15	15	15	15	14	14	14	13	13	13	—	14	88	86
90	11	12	13	14	14	15	15	15	14	—	—	14	88	90
91	14	14	14	14	13	13	13	13	12	12	—	13	88	89
92	11	11	11	11	11	11	11	11	10	10	—	11	90	90
93	10	10	10	10	10	10	1	10	9	—	—	10	91	92
94	34	33	31	30	28	28	27	27	26	25	25	29	78	78
95	14	14	13	13	12	12	11	11	10	10	—	12	89	90
96	9	9	9	9	10	10	10	11	11	11	—	10	91	92
97	9	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	10	91	90

starka variationerna plåtarna emellan — variationer som kunna återfinnas t. ex. i Becker & Werner's undersökningar, kanske äfven i de "sehr lästige Intensitätsunterschiede" som Kron omtalar, och hvilka jämväl påpekas af Elsenbart & Grant[1] samt af Kröncke.[2]

Tab. 29.

Intensitetsförsvagning ur tab. 27, reducerad till $D = 1$.

Plåt \ D	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	M	ϑ	ϑ_{i+t}
E 111	7	7	7	7	7	8	8	8	—	—	—	7	0,93	0,90
112	10	10	10	10	10	10	10	—	—	—	—	10	91	91
113	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	—	3	97	97
114	3	3	4	4	4	4	4	4	5	5	5	4	96	95
115	9	9	9	9	9	10	10	10	—	—	—	9	91	92
117	5	6	6	6	6	7	7	7	7	—	–	6	94	93
118	8	8	7	6	6	6	5	—	—	—	—	7	94	94
120	5	5	4	4	3	3	3	3	–	—	—	5	95	(92)
121	6	6	6	6	5	6	5	5	—	—	—	6	95	95
122	1	1	1	2	1	2	2	2	2	—	—	2	98	97
123	13	13	13	13	13	13	13	—	—	—	—	13	88	88
125	5	5	5	5	5	4	5	4	4	—	—	5	96	95
126	2	2	2	2	2	2	2	2	2	—	—	2	98	97
128	6	6	5	5	5	5	5	5	—	—	—	5	95	97
129	13	13	13	13	13	13	13	13	13	—	—	13	88	87
130	3	3	3	3	3	3	3	3	—	—	—	3	97	99
131	5	5	5	5	4	4	4	4	4	4	—	4	96	97
133	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3	97	95
135	8	8	7	7	7	7	6	6	6	6	—	7	94	93
137	12	11	9	9	9	9	9	9	9	—	—	10	91	93
138	2	2	2	2	2	3	3	3	3	—	—	2	98	97
140	12	11	10	10	9	9	8	8	7	—	—	9	92	92
141	12	12	12	12	12	12	12	—	—	—	—	12	89	88
142	8	8	6	6	5	5	5	5	—	—	—	6	94	(88)
143	13	14	14	14	14	14	14	14	14	15	—	14	88	87

[1] A. G. Elsenbart & G. E. Grant: J. phys. Chem. 16: 662: 1912.
[2] H. Kröncke: Ann. Phys. (4) 43: 687: 1914.

Ur differenserna ε från tids- och intensitetskurvorna hafva liknande medelvärden för olika stora D-värden kunnat beräknas. Äfven där kan samma beroende spåras, som nyss påvisats, om än vida mera ojämnt än i de anförda serierna, hvarför de ej här medtagas.

Intermittensförsvagningen.

Intermittensförsvagningen skall, enligt Schwarzschild, kunna sättas

$$\Delta' = F(f, it);$$

enligt Englisch åter

$$\Delta' = F(f, i).$$

Englisch anför som skäl härför vid rel. int. 1, $^1/_4$, $^1/_9$ vunna resultat med 10°, 40° och 90° sektoröppningar, således med lika it. Ehuru f i dessa fall hade värdena 35, 8 och 3, var dock försvagningen starkast vid den svagaste intensiteten.

Mina arbeten hafva nu dels sökt att utröna formen för kurvan

$$\Delta' = F(f)_{i=\text{konst.}}$$

eller rättare, af förut anförda skäl, den likartade

$$\Delta' = F(D')_{i=\text{konst.}}$$

vidare att jämföra intermittensens verkan, dels om man med samma intensitet tager olika långa exponeringstider (i lika, totala it olika), dels om, med olika intensiteter, kompenserade med ökad belysningstid för de svagare, verkan bestämmes (it lika, i olika) samt till sist undersöka om, när intermittensen göres mycket långsam, pauserna 25—40 sek., således af den storhetsordning som Stark använde, en direkt addition af de tillförda ljusmängderna äger rum, eller någon försvagning kan påvisas. I hvarje af dessa fall skall dessutom jämförelse göras med intensitetsförsvagningen.

För utredning af dessa frågor hafva undersökts — se äfven sid. 68 —:

Grupp I: Okänsligare emulsion.

1.	$\log i = 7{,}50$;	$t_1 = 40$ *s.*	
	„ $= 7{,}50$;	$t_2 = 83$ *s.*	4 pl.
2.	„ $= 7{,}50$;	$t_1 = 40$ *s.*	
	„ $= 7{,}50$;	$t_2 = 171$ *s.*	7 pl.
3.	„ $= 7{,}50$;	$t_1 = 40$ *s.*	
	„ $= 1{,}50$;	$t_2 = 171$ *s.*	9 pl.
4.	„ $= 3{,}00$;	$t_1 = 3 \cdot 40$ *s.*	
	„ $3{,}00$;	$t_2 = 8 \cdot 40$ *s.*	2 pl.
Med.	„ $= 7{,}50$;	$t = 40$ *s.* (1 + 2 + 3)	20 pl.

Grupp II: Känsligare emulsion.

5.	$\log i = 7{,}50$;	$t = 40$ *s.* (2 kurvor).	8 pl.
6.	„ $= 7{,}50$;	$t_1 = 40$ *s.*	
	„ $= 1{,}50$;	$t_2 = 171$ *s.*	8 pl.
7.	„ $= 7{,}50$;	$t_1 = 40, 83, 171$ *s.*	
	„ $= 1{,}50$;	$t_2 = 40, 83, 171$ *s.*	8 pl.
8.	„ $= 3{,}00$;	$t_1 = 3 \cdot 40$ *s.*	
	„ $= 3{,}00$;	$t_2 = 8 \cdot 40$ *s.*	9 pl.

eller sammanlagdt 55 plåtar.

Då, af skäl som förut anförts, dessa kurvor ej äro så jämna och tillförlitliga som de för intensitetsafvikelserna, hafva för hvarje grupp medeltalen beräknats för hela D'; dessa sammanföras här nedan i tab. 30 och 31 med motsvarande kurvor å fig. 33. Ehuru afvikelsernas storlek här, liksom i föregående fall, varierar från plåt till plåt, böra de af D' etc. beroende egenskaperna dock framgå ur dessa medelvärden.

Vid hvarje grupp äro dessutom angifna intensitetsafvikelser, beräknade som ett medelvärde ur de å gruppens plåtar bestämda.

Ur dessa siffror och än tydligare ur kurvorna torde följande slutsatser kunna dragas:

1. Kurvans $\Delta' = F(D')$ allmänna form liknar mycket den vanliga svärtningskurvans: i början långsammare, sedan hastigare stigning, hvilken för större D' åter minskas — kurvorna synas, i likhet med

Tab. 30: Grupp I.

	1				2				3				4				Med. 1, 2, 3.	
D'	83	40	Diff.	Int.	171	40	Diff.	Int.	171	40	Diff.	Int.	8×40	3×40	Diff.	Int.	40	Int.
1	*0,16*	*0,09*	*0,07*	0,17	*0,13*	*0,10*	*0,03*	0,14	*0,21*	*0,16*	*0,05*	0,16	*0,10*	*0,08*	*0,02*	0,13	*0,13*	0,15
2	*33*	*18*	*15*	34	*26*	*20*	*06*	26	*43*	*33*	*10*	31	*21*	*15*	*06*	26	*25*	30
3	*50*	*29*	*21*	51	*39*	*32*	*07*	39	*67*	*49*	*18*	45	*33*	*23*	*10*	40	*39*	44
4	*68*	*41*	*27*	67	*53*	*44*	*09*	51	*92*	*65*	*27*	60	*44*	*31*	*13*	55	*53*	58
5	*86*	*56*	*30*	83	*67*	*57*	*10*	63	1,18	*81*	37	74	*55*	39	*16*	70	*68*	72
6	*1,04*	73	*31*	97	*82*	*72*	*10*	73	48	98	50	87	*67*	48	19	85	84	84
7	*23*	95	28	1,12	*97*	90	*07*	83	79	1,14	65	1,01	77	55	22	97	1,02	97
8	44	1,21	23	25	*1,14*	1,08	06	93	2,09	32	77	13	89	61	28	1,09	21	1,08
9	67	46	21	38	31	27	04	1,02	36	51	85	25	1,02	66	36	19	42	19
10	91	71	20	—	52	45	07	—	62	72	90	—	16	71	45	—	62	—
11	2,23	95	28	—	76	64	12	—	83	91	92	—	27	75	52	—	82	—
12	50	2,21	29	—	2,02	83	19	—	97	2,07	90	—	35	79	56	—	2,01	—
13	76	46	30	—	29	2,01	28	—	3,09	21	88	—	42	82	60	—	19	—
14	3,02	71	31	—	55	19	36	—	17	35	82	—	47	85	62	—	37	—
15	28	—	—	—	82	—	—	—	—	—	—	—	52	87	65	—	—	—
16	52	—	—	—	3,08	—	—	—	—	—	—	—	55	—	—	—	—	—
17	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	57	—	—	—	—	—
18	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	60	—	—	—	—	—
19	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	62	—	—	—	—	—

Tab. 31: Grupp II.

5	6		7										8									
D'	40	Int.	171	40	Diff.	Int.	2 40	3 83	4 171	5 171	6 83	7 40	4—3	4—2	5—6	5—7	M_1 2, 3, 4	M_2 5, 6, 7	Diff.	8×40	3×40	Diff.	Int.
1	*0,08*	0,07	*0,10*	*0,03*	*0,07*	0,04	*0,05*	*0,06*	*0,08*	*0,08*	*0,07*	*0,08*	0,02	0,03	0,01	0,00	*0,06*	*0,08*	*0,02*	*0,03*	*0,02*	*0,01*	0,09
2	*16*	14	*20*	*08*	*12*	08	*09*	*13*	*16*	*17*	*14*	*16*	03	07	03	01	*13*	*16*	*03*	*06*	*04*	*02*	18
3	*24*	21	*31*	*12*	*19*	12	*16*	*19*	*25*	*27*	*23*	*24*	06	09	04	03	*20*	*25*	*05*	*09*	*07*	*02*	26
4	*33*	28	*41*	*16*	*25*	16	*23*	*27*	*35*	*37*	*32*	*34*	08	12	05	03	*28*	*34*	*06*	*12*	*10*	*02*	34
5	*44*	35	*53*	*22*	*31*	19	*30*	*35*	*44*	*49*	*43*	*44*	09	14	06	05	*36*	*45*	*09*	*17*	*13*	*04*	42
6	*55*	42	64	*27*	*37*	23	*39*	*44*	*55*	*61*	56	54	11	16	05	07	*46*	57	*11*	*21*	*16*	*05*	49
7	*66*	49	78	*34*	44	28	49	*54*	*65*	75	73	67	11	16	02	08	*59*	72	*13*	*26*	*19*	*07*	57
8	78	56	94	42	52	32	61	*65*	*77*	94	93	80	12	16	01	14	*68*	92	24	*31*	24	*07*	64
9	90	64	1,15	53	62	36	76	*79*	*91*	1,16	1,12	—	12	15	04	—	*82*	1,12	30	*36*	30	*06*	—
10	1,02	—	33	65	68	—	92	94	*1,04*	39	31	—	10	12	08	—	97	33	36	*43*	36	07	—
11	13	—	49	76	73	—	1,10	1,12	*19*	62	53	—	07	09	09	—	1,14	56	42	52	41	11	—
12	24	—	63	87	76	—	27	32	35	83	—	—	03	08	—	—	31	77	46	63	46	17	—
13	34	—	75	96	79	—	44	53	53	2,02	—	—	—	09			50	96	46	71	51	20	—
14	43	—	86	1,05	81	—	61	74	72	—	—		02	11	—		69			79	55	24	—
15	51	—	96	13	83		—	95	93	—		—	02	—			91		—	86	—		
16	—	—	—	—	—	—	—	2,16	2,15	—	—	—	01	—	—	—	2,13	—	—	92	—	—	—
17	—	—	—	—	—	—	—	35	36	—	—	—	01	—	—	—	33	—	—	98	—	—	—
18	—	—	—	—	—	—	—	—	56	—	—	—	—	—	—	—	56	—	—	1,03	—	—	—
19	—	—	—	—	—		—	—	70	—	—	—	—	—	—	—	70	—	—	—	—	—	—

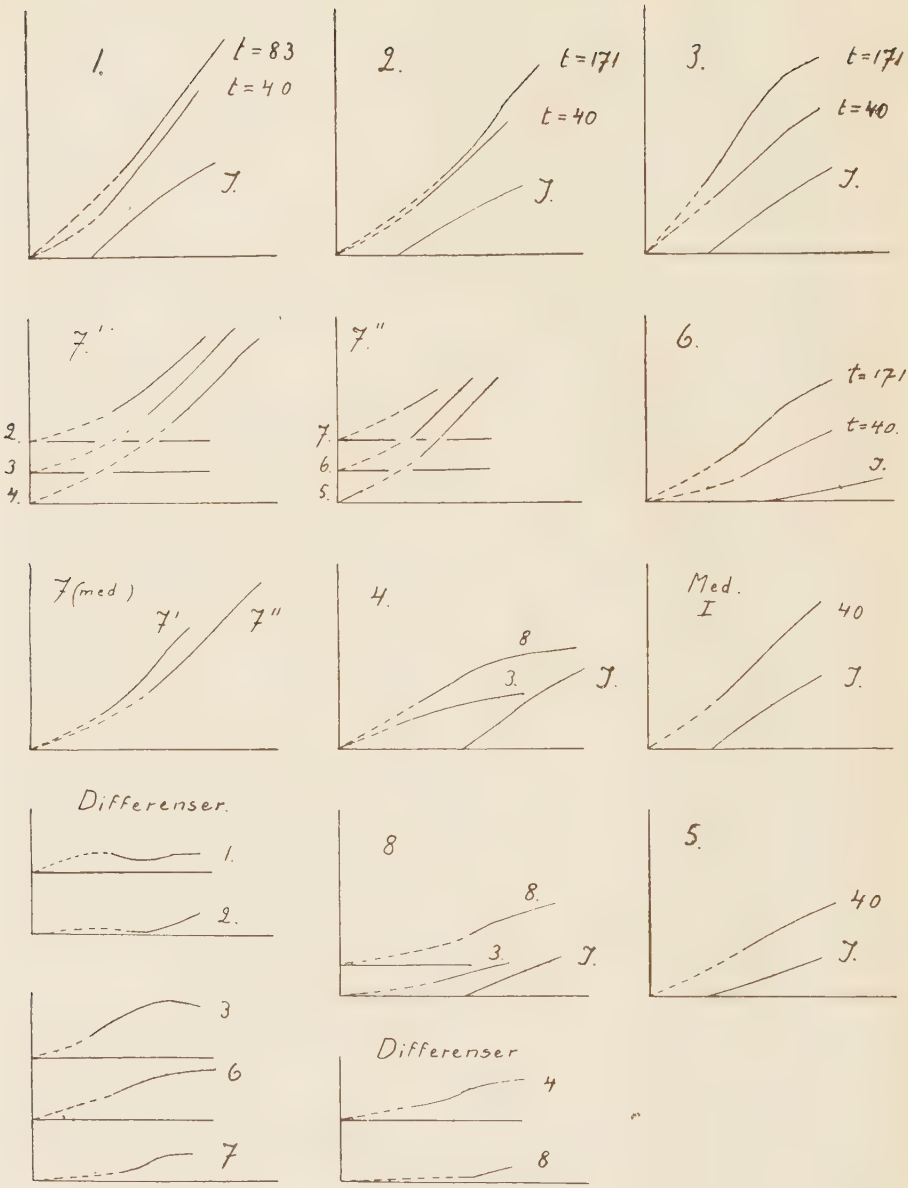

1.
t = 83
t = 40
J.
2.
t = 171
t = 40
J.
3.
t = 171
t = 40
J.
7'.
2.
3.
4.
7".
7.
6.
5.
6.
t = 171
t = 40.
J.
7 (med)
7'
7"
4.
8
3.
J.
Med.
I
40
J.
Differenser.
1.
2.
8
8.
3.
J.
5.
40
J.
3
6
7
Differenser
4
8

Fig. 33.

den omnämnda, hafva en inflexionspunkt. Ej osannolikt synes vara att för en längre drifven intermittens kurvan skulle gå mot ett maximum. Det helt eller nära lineära förlopp, som utmärker intensitetsafvikelserna för intervall, sådana det här är fråga om, återfinnes således ej; de sid. 53 citerade förmodanden af Eder och Schwarzschild, som först blefvo orsak till denna del af undersökningen, liksom Weber's antaganden — sid. 51 — kunna ej sägas motsvara verkligheten. I samma riktning skulle Schwarzschild's och Eder's liksom äfven Weber's egna värden hafva visat, om de framställt dem grafiskt — se fig. 8—11, sid. 46—50 —.

Häraf följer vidare att ett användande af intermittenta tidsskalor för evaluering af intensiteter — som t. ex. Terkan gjort och Weber hoppats vara möjligt — ej är att tillråda, såvida noggrannhet önskas. Äfven för undersökning af plåtars känslighet skulle en intensitetsskala vara att föredraga.

Ett uttryck häraf i siffror visar tab. 32, där intensitetsförsvagningen för $D = 9^{\circ}$ Sch. är sammanställd med från olika delar af kurvorna tagna värden på intermittensförsvagningen för ett intervall af samma storlek.

Tab. 32.

Typ (s. 107)	Δ_9	Δ':9—0	10—1	11—2	12—3	13—4	14—5	15—6	16—7
1: t=83	1,38	1,67	1,75	1,90	2,00	2,08	2,16	2,24	2,29
40	1,38	1,46	1,62	1,77	1,92	2,05	2,15	—	—
2: t=171	1,02	1,31	1,39	1,50	1,63	1,76	1,88	2,00	2,11
40	1,02	1,27	1,35	1,44	1,51	1,57	1,62	—	—
3: t=171	1,25	2,36	2,41	2,40	2,30	2,17	1,99	—	—
40	1,25	1,51	1,56	1,58	1,58	1,56	1,54	—	—
Med.	1,19	1,42	1,49	1,57	1,62	1,66	1,69	—	—
5.	0,64	0,90	0,94	0,97	1,00	1,01	0,99	0,96	—
6: t=171	0,36	1,15	1,23	1,29	1,32	1,34	1,33	1,32	—
40	0,36	0,53	0,62	0,68	0,75	0,80	0,83	0,86	—

2. Frågan om intermittensförsvagningens beroende af den totala belysningsmängden — antalet enkelbelysningar, svärtningen — beröres af grupperna 1, 2 och 7. Af dem visar 1 en fullt märkbar

skillnad, sådan att större it[1] gifva starkare försvagning; liknande sådan, ehuru mindre utpräglad, finner man i 2. Grupp 7 ger någon, ehuru ganska liten skillnad. Om man än ej, på grund af dessa mätningar, kan förneka att en ökning af belysningsmängden kan motsvaras af ökad intermittensförsvagning, så synes denna dock ej vara stor. Grupperna 1 och 2 torde härvid böra tillmätas mera värde än gr. 7, emedan vid dem jämförelsen gjordes med en medeltidskurva, vid gr. 7 med en enstaka sådan.

3. Frågan om försvagningens beroende på intensiteten behandlas i gr. 3 och 6. Då den minskade intensitetens kompensation genom ökning af exponeringstiden beräknades efter reciprocitetslagen, kommer lika D' ej att motsvaras af fullt samma it. Men dels skulle, som af kurvornas form visar sig, detta i hvarje fall endast kunnat åstadkommas för en mindre del af kurvan, dels framgår af afd. 2, att de jämförelsevis små skillnader i it, det här är fråga om, ej kunna hafva något större inflytande. Man torde sålunda kunna betrakta den bestämda ökningen af försvagningen såsom betingad af intensitetens minskning. Den växer i båda fallen med starkare intermittens, men synes rätt snart gå emot ett maximum.

Ehuru siffrorna från grupp 7 äfven i detta afseende böra anses mindre bevisande än de andra, torde likväl kunna påpekas, att, om man bortser från beroendet af it och tager medelvärden af de för $\log i = 7{,}50$, resp. $1{,}50$ erhållna kurvorna, en differenskurva af liknande form som de andra erhålles.

4. Grupperna 4 och 8 behandla frågan om "addition af belysningsmängder, som hvar för sig ge en framkallningsbar svärtning". I motsats till Stark's resultat får jag här i båda fallen en bestämd försvagning, tydligt växande med intermittensen och, åtminstone i gr. 4 — som ju dock blott består af två plåtar, ehuru af en emulsion som visar afvikelserna betydligt större och tydligare — afgjordt större för 8 än för 3 afbrott. Vid detta sista resultat lägger jag dock ej stor vikt; differenserna mellan "3 och 8" äro vid gr. 8 af samma storhetsordning som de, hvilka i gr. 1, 2 och 7 erhållits för sådana variationer af it, som äfven här förefinnas.

---

[1] Detta är ej samma it som åsyftas af Schwarzschild; han betecknar därmed belysningsmängden pr. impuls, jag den totala belysningsmängden.

6.

Den latenta bildens natur.

Det kunde vara skäl att här något erinra om de olika teorierna rörande den latenta bilden i belyst bromsilfvergelatin för att efterse, huruvida de kunna gifva någon förklaring af dessa nu undersökta fenomen. Att med ledning af här vunna resultat taga ställning till frågan om de olika teoriernas riktighet torde ännu vara för tidigt; jag inskränker mig därför hufvudsakligen till att referera och söka tillämpa dem.

Men innan jag ingår därpå, torde det vara lämpligt att rekapitulera de konstaterade fakta, som af en teori skola förklaras. De äro:

1. Diverse kemiska egenskaper hos den latenta bildens substans.
2. Svärtningskurvans form — s ökas, först långsamt, sedan hastigare, med log it; men hastigheten når ett maximum, kurvan har en inflexionspunkt, efter hvilken svärtningens ökning med belysningen blir allt svagare. Vid en viss, delvis af framkallningen beroende belysning når s ett maximivärde, efter hvilket det aftager (solarisationsperioden). Detta fenomen återupprepas vid fortsatt ökning af it.
3. Det finnes en belysningsintensitet som ger bästa effekten; såväl öfver som under denna måste man belysa mer än den ur "lika it" bestämda tiden för att få samma svärtning.
4. Intermittent belysning ger mindre effekt än kontinuerlig; denna försvagning ökas med förhållandet paus : belysning samt med aftagande intensitet hos belysningen.

De teorier, som uppställts, hafva hufvudsakligen sysselsatt sig med n:r 1 och 2, samt därvid mest anpassats för att förklara n:r 1. Om 3 och 4 hafva endast få talat: Englisch, Abegg, Schaum.

Den äldsta uppfattningen om resultatet af ljusets inverkan uttrycktes i reaktionen

$$AgBr = Ag + Br.$$

Denna "Silberkeimtheorie" hade sin lifligaste förkämpe i Abegg,[1] men motsades bl. a. af att en bild kunde framkallas efter behandling med stark salpetersyra. Senare, i samband med kolloidkemiens uppblomstring, har den lifligt förfäktats af bl. a. Lüppo-Cramer, hvilkens bok "Das latente Bild" (Halle, Knapp 1911) väl är att anse

[1] R. Abegg: Arch. wiss. Phot. 1: 15: 1899.

som hufvudframställningen af teorien i dess nyare form. Den innebär, att ljuset vid den nyss citerade reaktionen skulle gifva en kolloidal dispersion af silfret, hvilket sedan med det oförändrade bromsilfret skulle bilda en fast lösning eller adsorberas. Om denna åskådning har doc. H. Nordenson i sin doktorsafhandling[1] påvisat, att han under sina arbeten på detta område ej i något fall kunnat ens hos metaller påvisa att belysning, i all synnerhet så ringa som den, hvilken åstadkommer den latenta bilden, haft dylik kolloidal dispersion till följd; än mindre anser han den trolig hos en substans sådan som bromsilfver, hvilken därtill är innesluten i gelatin — ett förhållande, som i mycket hög grad motverkar dispersion.

M. Andresen har i ett nyss utkommet arbete — Das latente Lichtbild (Halle, Knapp 1913) — upptagit samma åsikt, men kombinerat den med andra. Ljusets första verkan skulle vara ett upplösande af en komplex $(AgBr)_n$ + gelatin; den andra upplösandet af $(AgBr)_n$ i n AgBr; den tredje att AgBr uppdelas i Ag + Br. Ingen af dessa två forskare diskuterar de afvikelser, om hvilka mitt arbete rör sig; men ur deras diskussion af solarisationen skulle man kunna göra några försök till en tolkning — om det än är svårt och obestämdt.

Lüppo-Cramer tolkar detta fenomen så, att ljuset i början påverkar bromsilfverkornets yta, som omvandlas; sedan kommer ordningen till djupare liggande skikt. Den brom, som här afskiljes, diffunderar mot ytan och regenererar det där befintliga silfret till bromsilfver, så att silfvermängden, som bestämmer den latenta bildens styrka, minskas. Andresen yttrar sig ej så bestämdt, endast att solarisation inträder, då koncentrationen hos af ljuset afspaltad brom blir så stor, att regression inträder — ett försiktigt antagande, som f. ö. väl stämmer med försök öfver belysning af silfverhaloider i halogenatmosfär.

En liknande teori har tidigare framställts af Abegg,[2] hvilken uppdelar processen i två: att brom afspaltas, till dess ett visst jämviktstryck uppstår, och att det frigjorda halogenet genom diffusion och absorption i gelatinet bortföres från bromsilfverkornets omedelbara närhet. Af dessa fordrar den förra delen knappast någon märkbar tid, den senare åter gör det.

Vid intermittent belysning kan under pauserna den ännu ej bortförda brommängden återförenas med silfret, hvarigenom effekten minskas.

[1] H. Nordenson: Akad. afh. Upsala 1914.
[2] R. Abegg: Jahrb. 15: 9: 1901.

Om Lüppo-Cramer's uppfattning kan användas som förklaring synes mig tvifvelaktigt; det yttersta skiktet tyckes böra komma i ett egendomligt oscillerande tillstånd af sönderdelning och regeneration. Men Abegg's och Andresen's uppfattning skulle, åtminstone kvalitativt, kunna användas som förklaring af intensitets- och intermittensförsvagningen.

Man kunde nämligen uttrycka den så, att reaktionen AgBr = Ag + Br är reversibel, således

$$AgBr \rightleftarrows Ag + Br.$$

Uppdelningen sker under ljusets inverkan; återföreningen spontant. I så fall bör den senare, som är oberoende af belysningen,

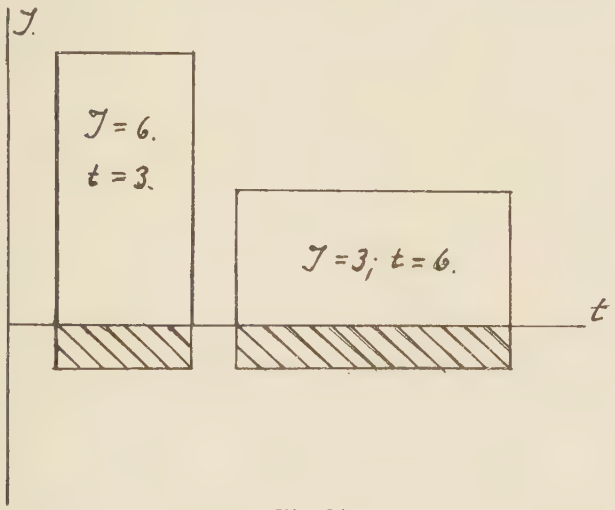


Fig. 34.

göra sig mera gällande vid en svag intensitet, som fordrar lång exponeringstid, än vid en stark och endast kort tid verkande sådan.

Grafiskt kan detta åskådliggöras af ofvanstående fig. 34, där öfver t-axeln sättes uppdelning, under den återförening. Samma uppdelning *it* åtföljes af i senare fallet dubbelt så stor regeneration, och får följaktligen mindre effekt.

$$\therefore F(i,t) > F\left\{\frac{i}{m}, mt\right\}.$$

Intermittensens mindre verkan skulle förklaras på samma sätt, genom regeneration, i det att denna fortgår äfven under pauserna, hvarför man har (fig. 35)

$$F(i,t) > F\left\{i, n.\frac{t}{n}\right\}.$$

Att utan vidare införa denna förklaring i Andresen's teorier är dock rätt svårt, ty som förut refererats, anser han denna bromafspaltning inträda först sedan perioden af underexponering genomgåtts. Svårt vore också att då förklara, hvarför den latenta bilden ej aftager mera hastigt vid förvaring än den gör.

En annan typ af förklarande teorier är den, som utgår från ekvationen

$$2\,AgBr = Ag_2Br + Br$$

och där Ag_2Br, silfversubbromid, framställes antingen som första och direkta resultatet eller som slutprodukten af en serie reaktioner,

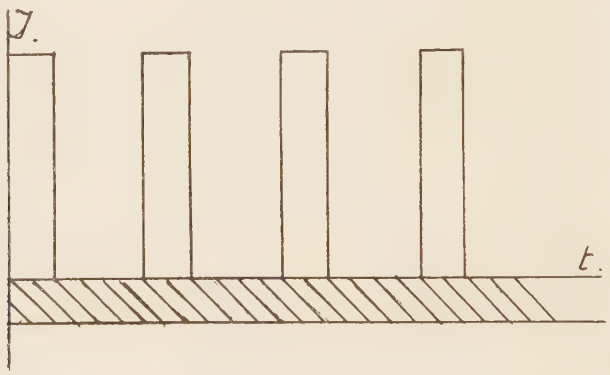


Fig. 35.

innefattande en öfvergång dit från en komplex bromsilfvermolekyl Ag_nBr_n, sådan som äfven Andresen antager, genom successiva bromafspaltningar. På denna teori, till en början i dess förra, sedan i dess senare form, har Eder nedlagt mycket arbete och har af den gifvit en utförlig framställning.[1] Senare har Trivelli vidare utbyggt den; jag får därom hänvisa till en sammanfattande framställning af honom, upptagande såväl dessa som andra uppfattningar.[2]

Till liknande resultat — successiva reaktioner, som han antager vara bromafspaltning — kommer Schaum[3] i en uppsats af stort intresse, då den mera förutsättningslöst än de föregående angriper

[1] J. M. Eder: Zs. wiss. Phot. 3: 329: 1905.
[2] A. P. H. Trivelli: Jahrb. Rad.akt. 8: 334: 1911.
[3] K. Schaum: Zs. El.ch. 14: 483: 1908.

problemet. Han utgår från svärtningskurvans form, och undersöker, huru den med den kemiska dynamikens hjälp skall kunna förklaras. Detta har förut försökts af andra, bl. a. Elder,[1] hvilken äfven gifvit en historik öfver tidigare försök, men något tillfredsställande resultat har ej vunnits med de två reaktioner, som användts. Schaum ökar ut antalet till tre — således fyra i hvarandra öfvergående substanser, A, B, C och D — för hvilka reaktioner han tillämpar den vanliga formeln

$$\frac{dx_1}{dt} = k_1 i (a - x_1),$$

där a = utgångsmängd, x_1 = efter tiden t omvandlad substans, k_1 = reaktionens hastighetskonstant.

Tre sådana ekvationer erhållas; deras integration ger ett värde på koncentrationen hos substansen C, hvilkets variation med tiden väl öfverensstämmer med svärtningskurvan. En svaghet är dock, att intensiteten där endast ingår som $E = it$; de kunna således ej förklara intensitetsförsvagningen.

I denna uppsats antyder äfven Schaum, att en teori bör söka förklara intensitets- och intermittensfenomenen: "Zur Erklärung dieser Erscheinungen wird man auf die prinzipielle Umkehrbarkeit der Halogenabspaltung zurückgreifen müssen".

Vill man söka närmare utföra detta med antagande af substansserien $ABCD$ — af hvilka A är bromsilfver, B en mellanprodukt, som ej påverkas af framkallningen, C den latenta bildens substans och D en icke framkallningsbar sådan, till hvilken den förra öfvergår och genom hvilken solarisationen förklaras, så är det tre reaktioner $A—B$, $B—C$ och $C—D$, som kunna tänkas reversibla.

Då, såvidt jag vet, endast i ett fall[2] en förstärkning af bilden under tiden efter exponeringen har iakttagits — hvilken förstärkning dessutom varade blott en kort tid och efterträddes af försvagning —, under det att flera observationer af återgång finnas,[3] torde reaktionen $C—D$ ej kunna antagas vara reversibel.

Om den observerade försvagningen af den latenta bilden skall tillskrifvas en långsam reversibilitet hos reaktionen $B—C$, eller en af vissa förvaringsomständigheter orsakad fortgång af $C—D$, torde vara svårt att afgöra.

Så hastigt som den återgång måste ske, hvilken skall kunna förklara intensitets- och än mera intermittensförsvagningen är det

[1] H. Elder: Jahrb. 8: 23: 1894.

[2] Ch. F. Brush: Phys. Rev. 31: 241: 1910.

[3] J. Gædicke: Jahrb. 15: 392: 1901. L. Baekeland: Zs. wiss. Phot. 3: 58: 1905.

omöjligt tänka sig den utgå från den latenta bildens substans *C*. I sådant fall skulle denna i de flesta fall vara borta, innan man hunne framkalla den. Vill man förena antagandet af en reversibilitet som förklaring af effektförsvagningen med dessa successiva reaktioner, nödgas man antaga reaktionen mellan *A* och *B* vara sådan, att den under ljusets inverkan går i riktningen $A \rightarrow B$, spontant i riktningen $B \rightarrow A$. Resultatet blir då vid kontinuerlig belysning ett visst jämviktstillstånd mellan de två reaktionerna; vid intermittent sådan tillkommer, att under pauserna den senare ensam verkar, hvarför vid början af nästa belysning mindre af substansen *B*, utgångsmaterialet för bildande af *C*, finnes än vid motsvarande period af en kontinuerlig belysning.

En uppfattning sådan som denna stämmer äfven öfverens med och förtydligar Englisch's[1], af Sheppard och Mees[2] upptagna åsikter. Han anser försvagningens orsaker vara dels "induktion", hvarigenom bromsilfret försättes i ett tillstånd, som gynnar ljusets vidare påverkan, dels afklingning af denna förändring. Ersätter man här, som i andra liknande fall skett, det obestämda begreppet "tillstånd" med mellanprodukt, har man den af Trivelli och Schaum föreslagna substansen *B*. Englisch's undersökning af de olika förlusternas tids- och storleksordning vinner alltså i intresse och torde förtjäna att återupptagas.

Sheppard och Mees anse "induktionsförlusten" ringa i jämförelse med afklingningsförlusten, men anse båda finnas. Att afklingningen bör vara en reversion af exponeringens verkan, således en oxidationsprocess, bestyrka de genom att impregnera emulsionen med tillsatser, som gynna en dylik reaktion. I detta fall visade sig äfven försvagningen vara större.

Hvilken af dessa teorier, som är den riktiga, lär ej kunna afgöras med nu föreliggande material. Möjligen ligger den rätta i en sammansmältning af dem — ett kombinerande af Andresen's upplösning af en komplicerad molekyl med de andra teorierna. Det synes äfven vara tydligt, att en undersökning af huru gelatin vid olika tryck absorberar brom skulle vara af värde för sakens utredning.

[1] E. Englisch: Arch. wiss. Phot. 2: 131: 1900. Das Schw. ges. s. 19.
[2] Sheppard & Mees: Inv. p. 222.

Luminescensundersökningar.

1. Historik.

Som en tillämpning af det föregående har jag återupptagit de undersökningar, jag 1907 började öfver flusspatens radioluminescens, särskildt rörande dess afklingning.

Det har mycket länge varit en omtvistad fråga, huru man skulle kunna förklara vissa ämnens förmåga att absorbera på olika sätt tillförd energi och sedan emittera den i form af ljus, samt huru intensiteten hos detta ljus varierade med tiden.

De teorier, som först uppställdes, voro enbart beskrifvande; om verkliga försök till förklaring kan man tala först med E. Becquerel's arbeten på detta område, liksom på så många andra områden af luminescensundersökningar. Han antager,[1] att det luminescerande ämnet äger en viss kapacitet C, definierad som "förmåga att fordra en viss excitation för åstadkommande af fosforescens med viss intensitet". Afklingningshastigheten V sättes nu proportionell mot strålningsintensiteten I, då excitationen afbröts, och mot kroppens emissionsförmåga E, samt omvändt mot kapaciteten C; således

$$V = -\frac{dI}{dt} = -\frac{E}{C} \cdot I = -\alpha I;$$

$$\therefore\ I = I_0 \cdot e^{-\alpha t}.$$

Denna formel är den enklaste. Antyda med tiden växlande färgnyanser, att olika hastigt afklingande band finnas, får man sätta

$$I = \Sigma I_0 e^{-\alpha t}.$$

[1] E. Becquerel: Ann. ch. phys. (3) 62: 5: 1861. La Lumière I, s. 273.

Där denna formel ej kan tillämpas, föreslår han en empirisk sådan

$$it = \text{konst.}$$

eller

$$i^m (t + c) = c,$$

[senare skrifven $i^m (t + c) = i_0^m . c$].

Härmed äro de formler framställda, hvilka under de år, som sedan dess gått, blifvit på olika sätt härledda och pröfvade.

Lommel[1] söker förklara fenomenen ur antagande af att excitationen orsakar svängningar hos atomerna, hvilka med de infallande och med ultraröda våglängder kunna ge "kombinationstoner"; teorien är dock invecklad och tillfredsställer ej fakta.

H. Becquerel, son till Edmond B., fortsätter sin faders arbete. Fosforescensen anser han[2] bero på intramolekulära svängningar; de påverkas af en hämmande kraft, ett slags friktion, som är en funktion af den svängande partikelns hastighet. Är den proportionell däremot, får man exponentialformeln — detta fall anser dock B. ej öfverensstämma med fakta. Sätter man den åter proportionell mot hastighetens kvadrat, får man, om u är partikelns afvikelse från jämviktsläget,

$$\frac{d^2 u}{dt^2} + ku \mp \gamma \left(\frac{du}{dt}\right)^2 = 0,$$

hvarur följer

$$k^2 I = \frac{1}{(a + bt)^2};$$

eller E. Becquerel's sista formel, med $m = 0{,}5$. Äfven här kan I vara en summa af flera dylika termer.

I ett senare meddelande[3] upptager han den kemiska teori, som utvecklats af Eilh. Wiedemann.

Denne anser,[4] att vid absorption af vissa våglängder de luminescerande ämnena öfvergå från en stabil form A till en labil B; återgången är spontan och åtföljd af ljusemission. De kvantitativa

[1] E. Lommel: Pogg. Ann. 117: 642: 1862; 143: 26: 1871; Wied. Ann. 3: 113, 251: 1878.

[2] H. Becquerel: C. R. 113: 618, 672: 1891.

[3] H. Becquerel: C. R. 144: 671: 1907.

[4] Eilh. Wiedemann: Wied. Ann. 37: 177: 1889.

förhållandena behandlar han som analoga med dissociation genom värme. Om mängden pr volymenhet till B omvandlad substans är x, så är ljusintensiteten

$$I = -c \cdot \frac{dx}{dt} = a \,.\, c \,.\, x,$$

då c = ljusstyrkan, när enhetsmängden B återgår pr tidsenhet, och a anger omvandlingshastigheten. Däraf

$$I = -ac \,.\, Ce^{-at}.$$

I senare meddelanden tillsammans med SCHMIDT[1] utbildas denna teori vidare och tillämpas på olika fall. De förändringar, som vid belysningen kunna åstadkommas, specialiseras som omlagring, sönderdelning och jonisering.

På dessa idéer bygga ett stort antal författare vidare. Så ROLOFF,[2] ARMSTRONG,[3] ARMSTRONG & LOWRY,[4] BURKE,[5] DAHMS,[6] BEILBY,[7] DEBIERNE,[8] utan att dock gifva nya kvantitativa synpunkter.

NICHOLS & MERRITT[9] gå däremot nya vägar. De påvisa fakta, som tala mot WIEDEMANN's teori i dess ursprungliga form, och anse den dissociation, som är orsaken till luminescensen, bero på att elektroner afskiljas; vid deras rekombination med positiva joner emitteras ljus. Antalet fall, då sådan inträffar, bestämmer intensiteten.

De tillämpa här lagarna för rekombination hos gaser; om således n positiva, resp. negativa joner bildats, är återföreningshastigheten

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n^2,$$

hvaraf

---

[1] E. WIEDEMANN & G. C. SCHMIDT: Wied. Ann. 54: 604: 1895; 56: 201: 1895.
[2] M. ROLOFF: Zs. ph. Ch. 26: 337: 1898.
[3] H. E. ARMSTRONG: Proc. Roy. Soc. 70: 99: 1902.
[4] H. E. ARMSTRONG & M. LOWRY: Proc. Roy. Soc. 72: 258: 1903—04.
[5] J. B. BURKE: Rep. Brit. Ass. 1902: 549.
[6] A. DAHMS: Hab. schr. Lpz. 1903; Ann. Phys. (4) 13: 425: 1904.
[7] G. T. BEILBY: Proc. Roy. Soc. 74: 506: 1904—05.
[8] A. DEBIERNE: C. R. 142: 568: 1906.
[9] E. NICHOLS & E. MERRITT: Phys. Rev. 22: 279: 1906.

$$\frac{1}{n} = c + \alpha t;$$

och slutligen

$$I = k\alpha n^2 = \frac{1}{(a + bt)^2}.$$

Denna afhandling följes af ett stort antal arbeten, afsedda att pröfva formeln. Liksom ur exponentialformeln följer, att man, om $\log I$ afsättes mot t, får en rät linje, så är här

$$\frac{1}{\sqrt{I}} = a + bt,$$

hvilken form i allmänhet därvid väljes för resultatens framställning. Dessa arbeten komma att anföras längre fram; nu bör blott erinras om, att formeln visade sig visserligen kunna framställa resultaten under de första sekunderna, men i allmänhet ej längre; äfven där bevisligen blott ett band fanns, inom hvilket intensitetsfördelningen förblef oförändrad, och sedan de felkällor eliminerats, som man funnit i att energi, magasinerad sedan en föregående excitering, adderades till den vid ny excitering tillförda och förvanskade resultaten, kvarstod denna brytning af kurvan.

Ett försök att med bibehållande af teoriens form förklara de brutna kurvorna göra Nichols & Merritt, när de[1] diskutera frågan om inflytande på afklingandet från luminescensljusets absorption i substansen själf, diffusion af joner däri, ojämn fördelning af luminescenscentra samt bildning af större jonkomplexer. Därmed anse de sig dock ej hafva förklarat afvikelserna, ehuru hvar och en af de anförda orsakerna kan motivera en bruten kurva, sådan experimenten visat.

Ej heller lyckas detta för Pierce,[2] hvilken söker påvisa, att två band samverka, dock utan att lyckas konstatera detta.

Under tiden hafva jämväl i Europa, utom Lenards och hans medarbetares publikationer, hvilka jag längre fram skall i sammanhang referera, några teoretiska arbeten framkommit. Redan tidigt har de Visser[3] framhållit den roll, elektronerna torde spela i luminescensens åstadkommande; hans idéer, ehuru ej så klara, då kännedomen om elektronerna ej var så noggrann som nu, äro i

[1] E. Merritt: Phys. Rev. 27: 367: 1908.
[2] C. A. Pierce: Phys. Rev. 26: 312, 454: 1908; 30: 663: 1910; 32: 115: 1911.
[3] L. E. O. de Visser: Rec. trav. ch. Pays-Bas 20: 435: 1901; 22: 133: 1903.

ganska god öfverensstämmelse med de senast af Lenard m. fl. utarbetade teorierna.

Mera fantastiska äro de Heen's[1] idéer om radioaktivitet och fosforescens som komplementära fenomen.

Intressanta äro däremot Kowalski's arbeten.[2] Han utgår från J. J. Thomson's åsikt, att ett till en atom hörande korpuskelsystem utsänder ljus, då dess inre energi öfverskrider ett visst minimum — dess kritiska värde. Höjning af ett dylikt systems energi erhålles genom tillförande af värmeenergi eller af nya elektroner; minskning sker genom energiutstrålning, förlust af elektroner eller deras omlagring.

Kowalski antager nu i hvarje luminescerande kropp dels luminofora system, hvilkas energi är nära sitt kritiska värde, dels elektronogena, hvilka under inverkan af ljus eller af andra orsaker kunna bringas att emittera elektroner. Då sådana, som hafva en viss, efter de luminofora systemens beskaffenhet lämpad hastighet, komma i deras närhet, kunna de antingen helt eller för en kortare tid absorberas däri samt då höja dess energi öfver emissionsgränsen — häraf fosforescens eller fluorescens.

Han sätter nu ett af de luminofora systemens energi $= E_0$, dess kritiska energi E_m. Det kan absorbera elektroner, tills ett jämviktstillstånd uppnås vid en energi $E_0 + C$. Upphör då elektrontillförseln, aftager E efter uttrycket

$$\frac{dE}{dt} = \alpha(E - E_0);$$

$$\therefore\ E = E_0 + Ce^{-\alpha t}.$$

Ljusintensiteten är

$$I = C(E - E_m),$$

hvaraf

$$I = Ae^{-\alpha t} - B.$$

Af intresse i denna teori är att intensitet och afklingning sättas i samband med olika energidifferenser. Konstanterna A och B äro funktioner af temperaturen och skulle kunna bestämmas t. ex. ur Lenard & Klatt's undersökningar.

Dessa senare hafva för utvecklingen af luminescensens teori varit af mycket stor vikt. Det material, hvarmed man förut i allmänhet

[1] P. de Heen: Bull. de. Belges 1904: 1149; 1905: 22.
[2] J. de Kowalski: C. R. 144: 266, 836: 1907.

arbetat, hade varit mycket illa, om alls, definieradt — ofta s. k. lysfärg eller dylikt af okänd härkomst och sammansättning. Redan 1889 börja de[1] undersöka de alkaliska jordarternas sulfider, hvilka visat stark och långvarig luminescens. Af arbetet framgick, att de rena preparaten ej gifva någon sådan; det fordrades kombination af en sulfid, en "verksam metall" — Mn, Cu, Bi t. ex. — och en smältbar tillsats.

År 1904 kommer ett på området grundläggande arbete,[2] hvari för teoriens utveckling mycket viktiga fakta framläggas. Däri visas, genom preparationsförsök, okulära och spektroskopiska undersökningar:

att hvarje band exciteras och emitteras oberoende af de andra;

att hvarje band har sina särskilda excitationsområden, men att dess intensitet kan variera, beroende på preparatets sammansättning och omständigheterna vid beredningen;

att man för hvarje band kan urskilja tre af preparatets temperatur beroende tillstånd:

köld eller Untere Momentanzustand, då endast mycket kortvarig emission kan påvisas, men energi magasineras, hvilken kan utsändas, om temperaturen höjes;

"Dauerzustand", då både emission och magasinering; samt

värme- eller "Obere Momentanzustand", då endast emission förekommer.

Dessa tillstånd inträda vid olika temperaturer för olika band och öfvergå småningom i hvarandra.

Öfver bandens afklingning göra de inga mätningar, men anse sannolikast, att den följer en exponentiallag.

Orsaken till luminescensen söka de i att på ljuselektrisk väg elektroner utsändas från metallatomerna.

Detta bekräftas längre fram genom särskilda undersökningar.[3]

1909 sammanfattar Lenard vidare sina åsikter om centras beskaffenhet m. m.,[4] med en del rön om utsläckning genom långa våglängder.

Samma år i en annan afhandling utvidgas teorien betydligt.[5] Orsaken till de förut konstaterade, olika tillstånden visas vara emissionens uppdelning på tre olika centra, "Momentan-, Dauer-

[1] V. Klatt & P. Lenard: Wied. Ann. 38: 90: 1889.

[2] P. Lenard & V. Klatt: Ann. Phys. (4) 15: 225, 425, 633: 1904.

[3] P. Lenard & S. Saeland: Ann. Phys. (4) 28: 476: 1909.

[4] P. Lenard: Verh. Nat. Med. Ver. Heidelb. (2) 10: 7: 1909—10.

[5] P. Lenard: Sitz.-ber. Heidelb. Ak. 1909: Ser. A, n:o 3; Ann. Phys. (4) 31: 641: 1910.

och Ultraviolettcentra"; i U. M. och O. M. ser man blott emission från M. Z.; *d*-centra absorbera i det förra, ej i det senare. Bandens lägen äro ej absolut konstanta utan förskjutas något med temperaturen — detta af vikt att iakttaga, då afklingningen studeras med någon metod, som är selektivt känslig för olika λ.

En del antaganden göras om naturen hos olika centra, ledande till att antalet band högst är = antalet valenselektroner hos den aktiva metallen. Mekanismen vid exciteringen är att elektroner på ljuselektrisk väg utdrifvas ur metallatomen. I de svafvelhaltiga Dauercentra kvarhållas de af svafvelatomerna — senare hafva Hirsch[1] och Pauli[2] visat, att syre-, resp. selenatomer häri kunna ersätta svaflet; den senares arbete har fortsatts och utvidgats af Kittelman[3] — utsändas åter småningom på grund af svafvelatomens värmerörelser, återkomma till metallatomen och blifva därvid orsaken till ljus, hvilket dock ej antages emitteradt från dem, utan från särskilda emissionselektroner.

Häri skiljer sig således Lenard's uppfattning från den af Nichols & Merritt framställda, hvilken antog de emitterade elektronerna röra sig fritt omkring inom preparatet, men motsäges af att hvarje slag af centra för sig och oberoende af de andra magasinerar energi. Om nu n är = antalet vid S-atomer bundna elektroner, och följaktligen äfven ett mått på centras laddning, så är kraften dem emellan proportionell mot n^2; alltså

$$-\frac{dn}{dt} = \alpha n^2,$$

hvaraf

$$I = \frac{c}{(1+\alpha t)^2}.$$

Denna lag kan dock ej antagas gälla mera än för afklingningens senare del; under den tidigare torde de tre processerna *d*, *m* och *u* öfverlagra sig. För den kortvarigaste, momentanprocessen, antager Lenard, att exponentialformeln gäller. Ultraviolettprocessen, där excitationsområdet ligger i yttersta ultraviolett, omkr. 2000 ÅE, anser Lenard bero på sekundär excitation genom ljuselektriskt utlösta katodstrålar — således ett invecklad fenomen.

[1] J. Hirsch: Diss. Heidelb. 1912.
[2] W. E. Pauli: Ann. Phys. (4) 38: 870: 1912.
[3] F. Kittelman: Ann. Phys. (4) 46: 177: 1915.

1910 utför äfven W. E. Pauli[1] ett stort antal preparationsförsök, visande bl. a. att såväl ultraröd som ultraviolett fosforescens kan erhållas, samt dielektricitetskonstantens inflytande, då

$$\frac{\lambda}{\sqrt{D}} = \text{konst.}$$

Pohl[2] jämför våglängderna för af Lenard funna band med ur Lindemann's teori för ljuselektriska fenomen dragna slutsatser, och finner god öfverensstämmelse.

1912 inför Lenard en ny arbetsmetod på området,[3] nämligen den ljuselektriska fotometrien — en metod som visar sig gifva utmärkta resultat. Med den mäter han "Lichtsummen" $= \int_t^\infty I_t dt$, visar att dessa summor med ökad excitation tendera mot ett maximum, m. m., bl. a. att katodstrålar synas excitera hufvudsakligen hastigt afklingande centra, men utdrifva samma elektroner som ljus.

I nästa meddelande använder han tillsammans med W. Hausser[4] denna nya metod till undersökning af olika bands afklingning. Han visar där, att den Nichols-Merritt'ska formeln ej motsvarar verkligheten, ehuru den i de af dem och Werner undersökta fallen kunnat användas, då därvid mätningarna ej utsträckts öfver så lång tid att afvikelserna blifvit märkbara.

$\frac{dn}{dt}$ får ej sättas som $\sim n^2$, ej ens som $f(n)$; det är beroende på åtskilliga andra omständigheter. Hela den kurva, som Werner observerat och uppdelat på m- och d-processer, med dess starkare afklingning i början, visas tillhöra Dauerprocessen, och man måste anse den bero på att d-centra finnas af olika varaktighet, en större del däraf hastigt afklingande. Som en sannolikhet framhålles, att hvarje centrum för sig bör afklinga exponentiellt.

I nästa arbete[5] bestämmes i absolut mått den energi, som magasineras pr verksam metallatom med resultat att detta motsvarar 4 energikvanta. Dessa anser han emitteras successivt, hvart och ett vid återkomsten af en utsänd elektron — äfven detta mot-

[1] W. E. Pauli: Phys. Zs. 11: 991: 1910.
[2] R. Pohl: Verh. phys. Ges. 13: 961: 1911.
[3] P. Lenard: Sitz. Ber. Heidelb. Ak. 1912: Ser. A Nr. 5.
[4] P. Lenard & W. Hausser: Sitz.-Ber. Heidelb. Ak. 1912: Ser. A Nr. 12.
[5] P. Lenard & W. Hausser: Sitz.-Ber. Heidelb. Ak. 1913: Ser. A Nr. 19.

bevisande Nichols & Merritt. Att så 4 elektroner deltaga, torde möjligen komplicera afklingningsfenomenet.

Som medverkande i emissionen anser han nu böra räknas:

två "ljuselektriska elektroner", med perioder motsvarande exciteringsområden d_1 och d_2;

fyra lätt afskiljbara d:o;

en emissionselektron, med period motsvarande luminescensbandets.

I sitt sista hitkomna arbete[1] fullföljer han dessa mätningar med bestämning af absorptionen i fosforer och bygger på de samlade resultaten en matematisk teori för luminescensens växande eller utsläckning, allt efter den våglängd som användes. Genom beräkning af fenomenets ekonomikoefficient anknytes dess teori ytterligare till kvantateorien.

Ställningen på detta område torde således kunna sägas vara den, att man i allmänhet knappast kan vänta sig finna någon enkel formel, som kan uttrycka afklingningsförloppet hos ett luminescerande ämne. Möjligen skulle det i vissa fall, där centra af en eller ett par afklingningshastigheter dominera, kunna åtminstone approximativt uttryckas med en ej allt för komplicerad summa af exponentialfunktioner.

Efterser man nu, hvilka undersökningar af dylika fenomen man kan påträffa, så är det ett mycket stort antal — men de flesta af dem hafva föga betydelse, utförda på allt för obestämdt material, och ofta med emissionen bestående af flera, olika hastigt afklingande band.

Så Edm. Becquerel,[2] ur hvilkens arbeten dock torde böra antecknas, att urannitrat följer en ren exponentialformel, liksom äfven Geiger[3] senare funnit. Med olika sorters lysfärg arbeta Dufour,[4] Darwin,[5] Lommel,[6] Abney,[7] E. Wiedemann,[8] Hruza,[9] Weber,[10] Mourelo.[11]

[1] P. Lenard: Sitz.-Ber. Heidelb. Ak. 1914: Ser. A, Nr. 13.
[2] E. Becquerel: Ann. de Phys. (3) 62: 5: 1861. La Lumière I: 272.
[3] M. Geiger: Diss. Erl. 1908.
[4] H. Dufour: Bull. soc. Vaud. sc. nat. 17: 7: 1880.
[5] L. Darwin: Phil. Mag. (5) 11: 209: 1881.
[6] E. Lommel: Wied. Ann. 20: 847: 1883; 30: 473: 1887.
[7] W. de W. Abney: Phil. Mag. (5) 13: 212: 1882.
[8] Eilh. Wiedemann: Wied. Ann. 37: 177: 1889.
[9] O. Hruza: Jahrb. 7: 189: 1893.
[10] L. Weber: Phot. Mitt. 30: 196: 1893; Jahrb. 8: 364: 1894.
[11] J. R. Mourelo: C. R. 125: 1098: 1897; 129: 1236: 1899.

Henry[1] och Trenkle[2] undersöka ZnS, konstgjord och naturlig.

H. Becquerel[3] räknar om sin faders försök, påvisar felaktigheter i hans formler och beräknar nya.

Till sulfiderna återgår Micheli,[4] som särskildt studerar temperaturens inflytande på afklingning och ackumuleringsförmåga: Buchner,[5] som af ett ofördelaktigt material ger en väl utförd undersökning — bl. a. i det sätt, hvarpå han eliminerat den ofrånkomliga intermittensens inflytande — och Whiteside.[6]

Ett intressant arbete är Trowbridges,[7] hvilken med automatiskt rörlig jämförelselampa och registreringsanordningar lyckas bestämma afklingningen hos gaser, luminescerande efter elektrodlösa urladdningar — 7 observationer inom 10 sek. — och får formeln $I = (a + bt)^{-2}$ gällande. Han påpekar, att här kan Nichols' & Merritt's sid. 121 anförda hypotes möjligen vara riktig. Åtskilliga fall anföras dock, då resultaten afvika därifrån — t. o. m. så, att kurvan för $I^{-\frac{1}{2}}$ böjer sig från t-axeln i stället för mot den, som vanligen är fallet.

Under ledning af Nichols & Merritt hafva i Amerika en serie arbeten på detta område utförts. Gemensamt för de flesta af dem är, att därvid okulär fotometri användts — de i Europa på senare tider utförda hafva mest användt fotografiska eller ljuselektriska metoder.

Serien indelas af Nichols & Merritt's[8] Studies in Luminescense V—VIII. De börja med att spektrofotometriskt undersöka Sidot-blendens — hexagonalt ZnS — luminescens och finna, att alla delar hos dess gröna band afklinga lika, hvarför de öfvergå till att studera den totala emissionen därifrån. Dock erhållas i början endast föga öfverensstämmande värden, till dess de konstatera att, om ej all vid en excitation magasinerad energi utdrifvits, den återstående resten påverkar afklingningen efter en ny excitering; sedan de funnit, att belysning med ultrarödt ljus åstadkommer fullständig emission, blir öfverensstämmelsen tillfredsställande. Dock erhålles

[1] Ch. Henry: C. R. 115: 505, 811: 1892; 116: 98: 1893.
[2] W. Trenkle: Ber. Nat. wiss. Ver. Regensb. 10: 95: 1903—04.
[3] H. Becquerel: C. R. 113: 618, 762: 1891.
[4] F. J. Micheli: Arch. Gen. (4) 12: 5: 1901.
[5] Fr. Buchner: Diss. Erl. 1902.
[6] B. J. Whiteside: Rep. Brit. Ass. 1906: 504.
[7] C. C. Trowbridge: Phys. Rev. 26: 515: 1908; 32: 129: 1911.
[8] E. Nichols & E. Merritt: Phys. Rev. 21: 247: 1905; 22: 279: 1906; 23: 37: 1906; 25: 362: 1907.

i intet fall kurvor, motsvarande den teori, de uppställt, hvilken ju, då $I^{-\frac{1}{2}}$ afsättes mot t, fordrar räta linjer. De finna i stället knäböjda kurvor, motsvarande en i början hastigt, senare långsamt afklingande substans.

Af deras senare arbeten torde böra anföras n:r IX,[1] som behandlar katodoluminescensen och visar den afklinga hastigare än fotoluminescensen — förklaradt ur att dess verkningar inskränka sig till ett tunnt ytskikt — och n:r XV,[2] hvilket behandlar luminescensen vid mycket låga temperaturer.

Liknande kurvor erhåller Pierce[3] vid undersökning af Emanationspulver och Balmain's lysfärg vid olika temperaturer. Han sluter däraf, att man bör hafva att göra med två band, således två termer af antagen form, och undersöker detta senare genom att fotografera luminescensens spektrum + den vanliga acetylenlågans, det senare vid olika intensiteter men samma tid. Ur dessa spektra tager han ut intensitetskurvor och interpolerar. Luminescensspektret upptages med fosforoskop; dess sammanlagda belysningstid = den för acetylenspektra. (Här torde dock intermittensen ha spelat en viss, svårutredd roll, sannolikt orsakande en med intensiteten varierande minskning af värdena för luminescensintensiteten.)

I nästa uppsats upptager han ånyo frågan, nu genom energimätningar med termoelement, och slutar med att förklara teorien om två band ej kunna upprätthållas som förklaring af knäpunkten å kurvan.

Waggoner[4] finner samma typ af kurvor för den mera kortvariga fosforescensen hos en del naturliga substanser — med observationstider inom hvilka såväl m- som ev. u-process kan tänkas vara att räkna med.

Zeller[5] undersöker likaså mycket hastigt afklingande luminescenser; får i några fall räta linjer, i de flesta brutna.

Ives & Luckiesh[6] undersöka närmare effekten af luminescerande substansers bestrålning med ultrarödt ljus, systematisera den och konstatera därjämte att de böjda kurvorna regelbundet erhållas — äfven för senare delen af afklingningen. Efter 1 min. tyckes dem en formel $I = (a + bt)^{-1,03}$ kunna uttrycka förloppet. Denna gifves dock blott som empirisk.

[1] E. Nichols & E. Merritt: Phys. Rev. 28: 349: 1909.
[2] E. Nichols & E. Merritt: Phys. Rev. 32: 38: 1911.
[3] C. A. Pierce: Phys. Rev. 26: 312, 454, 1908; 30: 663: 1910; 32: 115: 1911.
[4] Ch. W. Waggoner: Phys. Rev. 27: 209: 1908; 30: 786: 1910; 31: 358: 1910
[5] C. A. Zeller: Phys. Rev. 31: 367: 1910.
[6] H. E. Ives & M. Luckiesh: Phys. Rev. 32: 240: 1911.

Luminescensen hos kunzit undersöka Nichols & Howes[1] med bruten kurva som resultat.

Kennard[2] använder fotoelektrisk cell för fotometreringen vid låg temperatur; likaledes brutna kurvor, för hvilka han uppställer en invecklad formel.

Under tiden hafva endast få arbeten å detta område utförts i Europa.

Geiger[3] observerar i fosforoskop bl. a. urannitrat, uranglas och rubiner, samt anser sig finna exponentialformeln verifierad för enkla kroppar, ej för fasta lösningar.

Mera kvalitativa observationer finnas af Kowalski,[4] hvilken finner långa våglängder afklinga hastigare än korta, och Dzierzbicki,[5] hvilken undersöker aromatiska föreningars luminescens vid låg temperatur och där erhåller dels ett bandspektrum, dels ett hastigare än detta afklingande, kontinuerligt spektrum.

Kvantitativa äro däremot Werner's[6] resultat. Han arbetar fotografiskt, använder ett bevisligen ensamt band, samt uppdelar de erhållna intensiteterna i en Momentan- och en Dauerprocess, den senare lydande den inversa kvadratlagen, den förra en lag $I = I_0 e^{-at^m}$. En svaghet i hans metod är att han använder mycket växlande exponeringstider, utan att, så vidt jag kunnat finna, iakttaga nödiga korrektioner. Jag har äfven för hans intensitetsserier, då rätt stor vikt af senare förf. lägges vid dem, eftersett huru ett afsättande af log I mot t skulle te sig, och funnit det lika väl, om ej bättre, gifva räta linjer som det sätt, han användt. Något bevis för den inversa kvadratformeln torde hans värden sålunda ej gifva.

Med samma metod, delvis tillsammans med Werner, arbetar Gohdes,[7] som undersöker metallhaltens inflytande på afklingningen. Här erhålles verkligen en mera utpräglad, rät linje med den kvadratiska formeln än med exponentialformeln.

Af största betydelse på detta område är Lenard & Hausser's[8] förut delvis refererade arbete, liksom äfven Hausser's dissertation.[9]

[1] E. Nichols & H. L. Howes: Phys. Rev. (2) 4: 18: 1914.
[2] E. H. Kennard: Phys. Rev. (2) 4: 278: 1914.
[3] M. Geiger: Diss. Erl. 1908.
[4] J. de Kowalski: C. R. 148: 280: 1909.
[5] J. A. Dzierzbicki: Diss. Freib. (Schw.) 1910.
[6] A. Werner: Diss. Kiel 1907.
[7] A. Werner & H. Gohdes: Ann. Phys. (4) 30: 257: 1909; H. Gohdes: Diss. Kiel 1909.
[8] P. Lenard & W. Hausser: Sitz.-Ber. Heidelb. Ak. 1912: Ser. A, nr. 12.
[9] W. Hausser: Diss. Heidelberg 1913.

hvilken omfattar de med okulär fotometri utförda mätningar, som delvis ligga till grund för det tillsammans med LENARD utförda arbetet.

Det torde knappast vara för mycket att säga, att problemet därigenom blifvit helt omlagdt; det har visats hvarför sträfvandena att finna en bestämd lag för afklingningen måst misslyckas, hvarjämte en teori blifvit framställd, som visat mycket intressanta beröringspunkter med andra nu synnerligen aktuella frågor och torde hafva god utsikt att föra undersökningen framåt. Dock synes däraf framgå, att under det hittills hufvudvikten lagts på studiet af luminescensens aftagande, är det kanske, på teoriens nuvarande ståndpunkt, mera fördelaktigt att undersöka dess tilltagande.

Sist är att anteckna, att en afklingningsbestämning efter liknande metod, särskildt afsedd att bestämma den kortvariga delen af luminescensen, har utförts af POSPIELOW.[1] Han registrerar fotografiskt utslaget från en ljuselektrisk cell, och bestämmer därur afklingningen. Som resultat får han en summa af 2—4 exponentialfunktioner, med $\alpha = 1, 0{,}1 \ldots$ Katodoluminescensen är intensivare och fordrar flere termer för sin framställning än fotoluminescensen; den hastigast afklingande termen anser han tillhöra *m*-processen, de andra *u*-, ev. äfven *d*-processen. Sedan bestämmer han ljusinnehållet pr metallatom och kommer till samma resultat som LENARD — ehuru P:s undersökning synes vida mindre noggrann. Den fysikaliska betydelse, han inlägger i de olika exponentialfunktionerna, synes ej vidare säkert motiverad, då han ej följt sina preparats luminescens längre tid än 9 sekunder. Han ger sedan en ganska komplicerad, på LENARD's teorier stödd bild af ett luminescenscentrums utseende.

2.

Arbetsmetod.

Jag har redan förut (sid. 52) antydt de arbeten, som började 1907 med flusspat som luminescerande ämne. Dess afklingning har varit föremål för en undersökning i fosforoskop af E. BECQUEREL,[2] som därvid konstaterar en mycket kortvarig luminescens, af hvilken dock blott 4 punkter bestämmas.

[1] A. POSPIELOW: Ann. Phys. (4) 45: 1039: 1914.
[2] E. BECQUEREL: La Lumière I, p. 272.

Under H. Becquerel's arbeten för att i fosforoskop bestämma fotoluminescensspektra, gör han observationer vid olika rotationshastighet,[1] af hvilka det framgår, att olika band afklinga olika hastigt; dock synes detta ske gruppvis.

År 1899 konstaterar han,[2] att Ra-strålar excitera luminescens hos flusspat och att genom upphettning förlorad förmåga att termoluminescera däraf återställes. Samma sak behandlas äfven i ett senare årbete.[3]

Under mina första arbeten fann jag, att flusspatens radioluminescens i olikhet med dess fotoluminescens visade en mycket långsam afklingning. Då den senare räknade med tusendels sekunder, kunde den förra räkna med åtskilliga minuter af kraftigt ljus; för vissa stuffer en så långsam afklingning, att den var tydligt skönjbar ännu efter ett par dagar. Försök anställdes äfven att bestämma dessa, och jag fann, med den ofullkomliga metod (se sid. 52) som då användes, att de erhållna värdena kunde någorlunda uttryckas med en summa af två exponentialfunktioner. Därpå öfvergick jag till att undersöka dess spektrum för olika excitationsmetoder,[4] hvarvid resultat erhöllos, som väl öfverensstämma med Urbain's antagande om sällsynta jordarter som orsak till luminescensen. Däraf framgick äfven den mycket komplexa natur, man borde kunna vänta sig hos en luminescens, beroende på så olika slag af emissionscentra.

Det kunde sålunda ej vara större utsikt till att på detta material kunna afgöra hvilken af de vid början af dessa försök stridande formlerna, exponential- och inversa kvadratformeln, som vore den riktiga. En af de undersökta flusspaterna, af hvilken dock tyvärr endast ett mycket litet material stod att erhålla, hade dock ett band i grönt så dominerande (l. c. flusspat B), att efter någon tid detta borde kunna nästan ensamt bestämma intensiteten.

Men en annan fråga kunde mycket väl tagas i angrepp. De senare årens undersökningar hafva ju till största delen rört sig med fotoluminescensen hos konstgjordt material. Denna excitation tränger ej djupt ned — blott bråkdelar af tiondedels mm. enl. Lenard.[5] Därvid har påvisats att, om ej all under exitationen lagrad energi uttages, t. ex. genom upphettning eller belysning med ultrarödt ljus, afklingningskurvan däraf ganska mycket förändras.

[1] Henri Becquerel: C. R. 112: 557: 1891.
[2] Henri Becquerel: C. R. 129: 912: 1899.
[3] Henri Becquerel: C. R. 144: 671: 1907.
[4] A. Odencrants: Vet. Ak. Ark. Mat. Fys. Astr. Bd. 6, n:r 27: 1910.
[5] P. Lenard: Sitz.-Ber. Heidelb. Ak. 1912. Ser. A. n:r 5, p. 32.

Det syntes mig nu af intresse att undersöka, huruvida något sådant var fallet för det naturliga material, som flusspaten erbjöd, med en exciteringsmetod, som dels kunde anses genomtränga preparatet vida djupare än ljuset, dels äfven på ett helt annat sätt, mera direkt, påverkade dess emissionssystem, och hvilken dessutom ännu ej kommit till användning vid undersökningen af luminescensens afklingning.

För att söka något utreda dessa frågor undersöktes således afklingningen, dels hos flusspaten B, dels hos en annan sort, hvilkens egenskaper närmast torde hafva öfverensstämt med dem hos den med A betecknade, möjligen liggande mellan denna och C, att döma efter dess utseende samt färgen på dess radio- och termoluminescens. Den visade ett vida hastigare an- och afklingande i ljusstyrka än fl. B, så att variationer i exciteringstid med lätthet kunde erhållas, och en tillräcklig mängd däraf fanns att tillgå.

Då nya serier började, utdrefs till en början all samlad energi genom upphettning; men detta ledde oftast till sönderspräng ning af preparaten, hvarför jag öfvergick till att använda för hvarje serie nya stycken.

Exciteringen skedde med det, K. Vetenskaps-Akademiens Nobelkommitté för fysik tillhöriga, å Uppsala Universitets Fysiska Institution deponerade radiumpreparatet. Därvid tillsågs, att flusspaten alltid intog samma ställning i förhållande till radiet.

Ur de undersökningar öfver fotografisk fotometri, för hvilka i det föregående redogjorts, följde dels att för det använda materialet intensitetsförsvagningen kunde betraktas som oberoende af den absoluta svärtningen, att således en med viss tid erhållen intensitetskurva, eller medelkurvan ur ett antal olika sådana, kunde användas att evaluera en serie intensiteter, blott den exponeringstid, som vid deras registrering användes, hölls lika under hela serien; dels äfven, att denna jämförelsekurva borde bestämmas ur på registreringsplåten infotograferade exponeringar.

De på sådant sätt erhållna intensitetsvärdena äro dock blott relativa, kunna strängt taget ej jämföras annat än med de andra serier, som kunna inrymmas på samma plåt. Detta är dock ej till någon nackdel här, där det var afklingningen som skulle undersökas.

Som arbetsmetod togs därför att först å en plåt infotografera de sex tidsskalor, ur hvilka sedan intensitetsskala kunde beräknas, och därefter låta den afklingande flusspaten registrera sin intensitet.

För detta senare fordrades således en anordning, som tillät en förflyttning af flusspaten hastigt men på samma gång alltid exakt lika långt, så att den hvarje gång stannade midt öfver ett af hålen

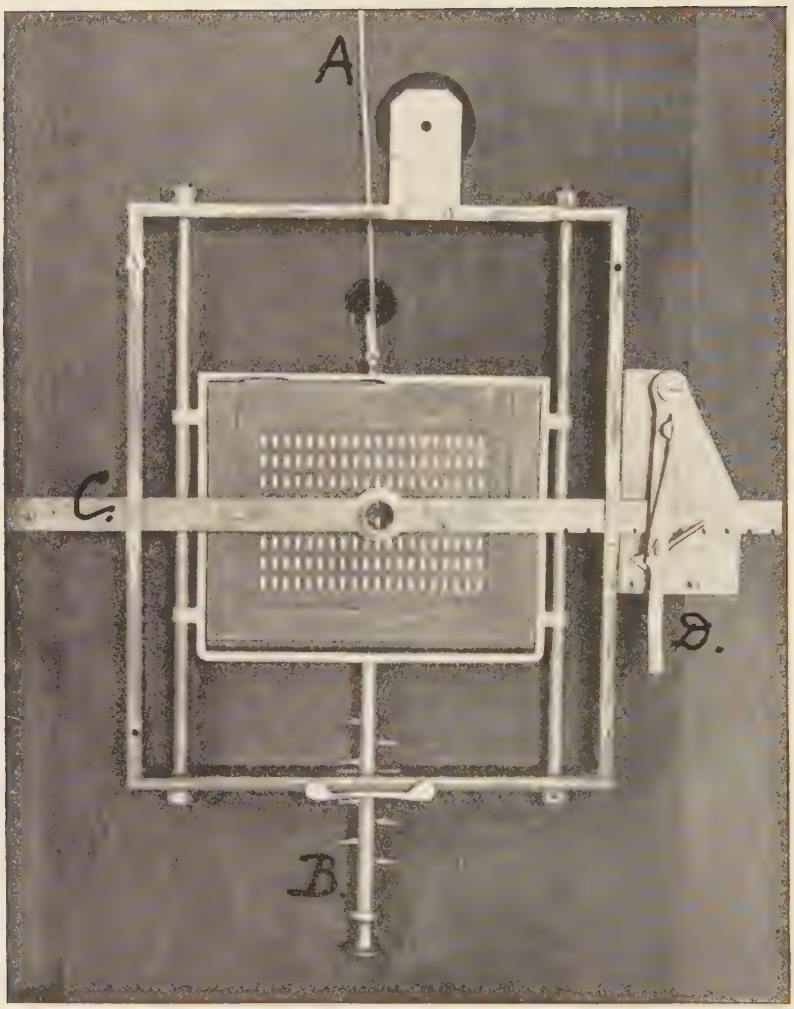


Fig. 36.

A: dragriktning för kasetten.
B: reglering för storleken af denna rörelse.
C: skena med hvilken flusspaten förflyttas utmed skalan.
D: anordning som verkställer denna förflyttning och bestämmer dess storlek.

i den skyddsskifva, som täckte den fotografiska plåten. Detta måste med full säkerhet kunna ske i mörker; dessutom fordrades att flusspatens temperatur under registreringen hölls konstant.

För att uppfylla dessa fordringar konstruerades den i fig. 36 afbildade apparaten.

Rörelsen skulle kunna ske å två mot hvarandra vinkelräta riktningar — dels förflyttning utmed en skala, dels från en sådan till en annan. För att vara viss om att ej någon öfverstrålning från flusspaten — alldeles intill plåten kunde den ju ej placeras — skulle komma till närliggande fält, användes blott hvartannat af de i skalan befintliga 20 hålen.

Kasetten lades nu i en skål, hvilken af fjädertrumma och sena kunde dragas i riktnig mot A. Genom i stången B insatta tappar och en broms, som kunde inställas å ena eller andra sidan, ernåddes att skålen vid önskad tid kunde lössläppas och åter hejdas, när distansen från skala till skala tillryggalagts. En lagom hastighet i rörelsen erhölls genom inställning af fjäderspänningen.

Utmed skalan förflyttades flusspaten, ej plåten. Den var stadigt fästad i en hylsa, hvilken, efter verkställd excitering, kunde nedföras i en annan, vid en lång skena C fäst hylsa. Denna skena kunde förskjutas medelst en häfstång D, som ingrep i på jämna afstånd upptagna hak; rörelsen skedde med lämplig friktion i två lager, så att den, när orsaken upphörde, ögonblickligen slutade; dess storlek = dubbla hålafståndet, 10 cm., reglerades genom tappar, som begränsade häfstångens rörelser. Den arm, hvarmed ingreppet å skenan skedde, kunde omkastas så, att rörelse i båda riktningarna var möjlig.

Anordningen visade sig funktionera med mycken precision och utan minsta trassel; en förflyttning kunde verkställas på 0,4 sek. Under arbetet var det hela ljussäkert öfvertäckt, utom den rörliga armen. För observation af uret, efter hvilket exponeringen skedde, användes svagt rödt ljus.

Sedan plåten sålunda exponerats, framkallades den i metolhydrokinon eller rodinal, fixerades i surt fixerbad, sköljdes, härdades med formalin och torkades liggande. Svärtningen uppmättes på sätt som förut beskrifvits. Luminescensfälten uppmättes sedan ånyo, hvarvid genom att låta tillräcklig tid förflyta mellan de två mätningsserierna m. fl. försiktighetsmått sörjdes för att minnet af den föregående mätningen ej fick påverka den senare. Öfversteg, som i de flesta fall, differensen ej 0,3°, accepterades dessa mätningar. I annat fall mättes fältet än en gång med samma försiktighetsmått som förut.

Ur intensitetskurvan erhöllos sedan de intensiteter, som motsvarade dessa uppmätta svärtningar, uttryckta i Sch.° ; af dem togs medelvärdet, hvarvid dock, om af ett fält tre mätningar gjorts och två af dessa stämde nära öfverens, de öfverensstämmande tillades dubbel vikt vid beräknandet.

Dessa Sch.° öfverfördes sedan ur tabellen till intensitetsvärden, hvilka serier voro utgångsmaterialet för undersökningen. De äro blott relativa; absoluta värden skulle möjligen hafva kunnat erhållas genom evaluering af jämförelselampan mot Hefnerlampan, men härvid hade som felkällor införts, dels de spektrala olikheter, som finnas mellan de båda lamporna, dels olikheten mellan jämförelselampans kontinuerliga och flusspatens diskontinuerliga, dessutom till intensiteten varierande ljus — se om en strängt genomförd dylik jämförelse t. ex. LENARD.[1]

Möjligen hade man kunnat nöja sig med att kontrollera osramlampan mot H.L. för att därigenom å hvarje plåt ha en relativt normaliserad ljuskälla infotograferad; men dels hade detta ej gifvit mer än ett relativt värde, då just i de delar af spektrum, som påverka det här använda fotografiska materialet, H.L:s lägre temperatur tydligt framträder, och en korrektion däraf med färgfiltra hade varit mycket osäker; dels hade vinsten däraf varit ganska liten, då för afklingningens bestämmande blott fordras relativa värden. Endast frågan om intensitetens tillväxt med olika excitering, som nu blir en bisak, hade då kunnat grundligare behandlas.

Den effekt, som i ett fält erhölls, var resultatet af en med tiden växlande intensitet, således

$$E_{t_2-t_1} = \int_{t_1}^{t_2} I_t \, dt.$$

Enligt LENARD's och andras liksom äfven ur mina egna arbeten synes det sannolikast, att I_t är en exponentialfunktion af tiden, varierande till exponenten för olika emissionscentra. Således, för ett visst slag af centra:

$$E_{t_2 \ t_1} = \int_{t_1}^{t_2} I_0 e^{-\alpha t} dt.$$

[1] P. LENARD & W. HAUSSER: Sitz.-Ber. Heidelb. Ak. 1913. Ser. A. n:r 19.

Genom jämförelseskalan har man erhållit denna integral uttryckt i en viss, konstant intensitet I_m, verkande en viss tid $t_2 - t_1$; således

$$I_m (t_2 - t_1) = \int_{t_1}^{t_2} I_0 e^{-\alpha t} dt = \frac{I_0}{\alpha} (e^{-\alpha t_1} - e^{-\alpha t_2});$$

$$I_m = \frac{I_0 e^{-\alpha t_1}}{t_2 - t_1} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha (t_2 - t_1)}}{\alpha}.$$

Vid den grafiska framställningen af resultaten bör detta medelvärde insättas vid en tid $t_1 + \tau$, sådan att $I_{t_1 + \tau} = I_m$.

Således

$$I_0 e^{-\alpha (t_1 + \tau)} = \frac{I_0 e^{-\alpha t_1}}{t_2 - t_1} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha (t_2 - t_1)}}{\alpha};$$

$$\therefore e^{-\alpha \tau} = \frac{1 - e^{-\alpha (t_2 - t_1)}}{\alpha (t_2 - t_1)};$$

$$\tau = -\frac{1}{\alpha \log e} \cdot \log \frac{1 - e^{-\alpha (t_2 - t_1)}}{\alpha (t_2 - t_1)}.$$

Då mina serier hafva tagits med konstant exponeringstid $t_2 - t_1$, och τ endast beror af denna, är således, för ett visst α, τ lika inom hvarje serie. Så är däremot ej fallet t. ex. i Werner's[1] och Gohde's[2] arbeten, hvilka för svagare intensiteter öka exponeringstiden mycket starkt.

För τ hafva tabeller beräknats med hjälp af Grüner's[3] tabeller för e^{-x}. Då dessa dock ej gifva mer än fem siffror, blifva τ-värdena för små x ej så säkra; dock blir deras storhetsordning tydlig. Tab. 33 ger τ för olika kombinationer af α och $t_2 - t_1$, dels i absoluta tidsvärden, dels omräknade till procent af $t_2 - t_1$; se äfven fig. 39; det framgår däraf, att korrektionen kan uppgå till afsevärdt belopp och i hög grad ändra en kurva. Jag har återfunnit den, ehuru i annan form, hos Hertzsprung.[4]

För mina mätningar är den dock ej af betydelse. Därvid hafva i allmänhet intensitetsvariationer, svarande mot $\alpha = 1{,}0$ och mindre,

[1] A. Werner: Diss. Kiel, 1907.
[2] H. Gohdes: Diss. Kiel, 1909.
[3] P. Grüner: Jahrb. Rad.akt. 3: 117: 1906.
[4] E. Hertzsprung: Zs. wiss. Phot. 4: 109: 1906.

upptagits med $t_2 - t_1 = 0{,}5$; och då den skala, som användts, varit 1 cm. motsv. 1 minut, har korrektionen varit omärklig. Ej heller influerar då hvad som eljest bort vålla betänkligheter; då lumine-

Tab. 33.

α \ t_2-t_1	1,0	0,5	0,2
0,10	0,4962	0,2491	0,1002
1,0	4587	2396	09833
2,5	4010	2243	09584
5,0	3238	2004	09174
0,1	49,62	49,82	50,10
1,0	45,87	47,92	49,17
2,5	40,10	44,86	47,92
5,0	32,38	40,08	45,87

scensen i början är summan af flera, olika afklingande band, hade dessa olika τ, hvilket komplicerat förhållandena. Nu tyckes man dock ej behöfva taga hänsyn därtill.

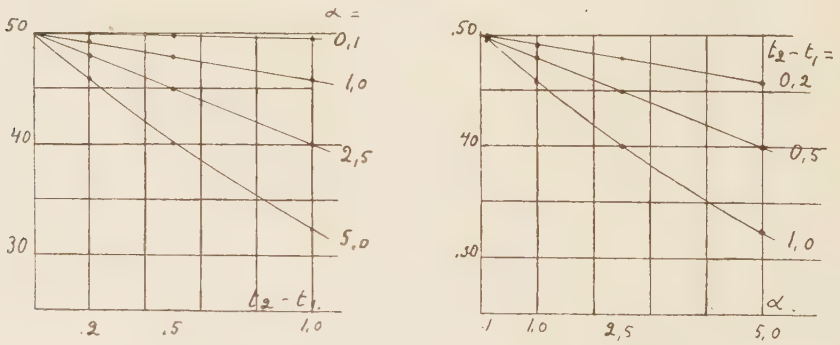


Fig. 37. Se tab. 37.

De funna intensitetsvärdena kunde således afsättas i midten af de ifrågakommande tidsintervallen; kurvor drogos genom dem, och det visade sig god öfverensstämmelse mellan dem och punkterna. Ur dessa kurvor aflästes sedan värdena för jämna exponeringsperioder — vanligen halfva och hela minuter; därjämte extrapolerades

äfven $I_{0,5}$ och I_0 — detta senare dock naturligtvis ganska osäkert på grund af kurvans starka stigning där, hvartill äfven vid beräkningarna sedan togs hänsyn.

Då, som ju Lenard och Hausser hafva visat, ej ens ett enhetligt band afklingar efter en enda formel, utan man måste anse dess emission härröra från centra af olika afklingningsegenskaper, är det ej tänkbart att för en så komplex luminescens som den, hvarom här är fråga, kunna få fram en verklig luminescenslag. För att kunna få något uttryck för en kvantitativ uppskattning af den upprepade exciteringens eventuella inverkan har jag dock sökt finna en formel, som någorlunda uttrycker mina värden och hvilkens konstanter kunna påvisa en ändring i afklingningen. Af förut anförda skäl, samt då för fl. B. exponentialformeln visade sig väl stämma med de för afklingningens senare del erhållna värdena, har jag utgått därifrån.

För beräkningen börjar jag således med att taga log. för de erhållna värdena, och afsätta dem mot tiden. Ur

$$I_t = I_0 e^{-\alpha t}$$

följer, att

$$\log I_t = \log I_0 - \alpha t \log e.$$

Kan nu exponentialformeln användas som uttryck för någon del af afklingningen, bör för denna del kurvan log I_t t öfvergå till rät linje. Detta var också tämligen nära fallet. Ur denna linje, eller ur lämpligt valda punkter på den, erhölls dels däremot svarande I_0, dels afklingningskonstanten

$$\alpha = \frac{\log I_0 - \log I_t}{t \,.\, \log e}.$$

För de tidsvärden, där jag hade intensitetsvärden bestämda, aflästes på denna räta linje log $I_{1,t}$, hvaraf däremot svarande $I_{1,t}$ erhöllos och subtraherades från totalvärdet på intensiteten. Resten undersöktes på samma sätt. Dess log $I_t t$-kurva visade sig i regeln konkav mot t-axeln, och kunde således ej uttryckas, vare sig med en exponentialfunktion eller med en summa af sådana. Ett uttryck kunde däremot fås, om man upptog Werner's formel för hvad han ansåg vara m-luminescensen, $I = I_0 e^{-\alpha t^m}$; i detta fall var tydligt att m borde väljas > 1, t-skalan borde tänjas ut.

Jag beräknade således t^m för olika värden på m, 1,1, 1,2 . . . 1,8. och afsatte log. för resterna mot dem. Det visade sig då, att

för $m = 1{,}4$ en ganska god öfverensstämmelse erhölls mellan observerade och beräknade värden.

Jag vill härmed ej hafva sagdt, att denna formel äger någon fysikalisk motsvarighet; ett upprepande af beräkningen för kurvor, följande afklingningen under längre tid, ger helt andra konstanter. Men den uttrycker ganska väl mina värden, och jag kan således genom dess konstanter finna, om genom de olika exciteringsmetoderna afklingningen ändras. Något mera giltighet får man kanske gifva at de värden, som samma beräkningsmetod ger för fl. B, hvad den långsamt afklingande intensiteten angår. Någon fysikalisk motsvarighet till ett uttryck sådant som e^{-at^m} är ju ej så enkel att föreställa sig; men efter LENARD & HAUSSER's påvisande torde dylika spekulationer vara af föga värde; man får taga det som ett empiriskt uttryck för intensitetens fördelning på olika hastigt afklingande centra.

De olika excitationer, som med fl. C. användes, voro:

1) långvarig: 1—flera timmar: pl. 16, 17, 19, 20, 23, 34.

2) excit. 0—30 m., 35—65, 70—100: pl. 25, 27, 29.

3) „ „ „ „ , 105—135: pl. 31—32, 35—36.

4) „ 0—10, 15—25, 30—40, 45—75, 80—90: pl. 37—38, 39—40.

Med B kunde tillräcklig intensitet ej erhållas utan 4 à 5^h excitering.

3.

Ett observationsprotokoll.

Innan jag går vidare för att sammanfatta resultaten, torde det vara lämpligt att meddela ett fullständigt exempel på en plåts bearbetning.

Som exempel kan tagas D 25 — den första af de plåtar, där tre olika afklingningskurvor upptogos. Dess utseende visar fig. 38. Första serien är fälten 1—9; den andra 10—18; den tredje 19—30. Af dessa äro fälten 1, 10 och 19 ej medtagna i beräkningen, då de, som de första i serierna, ej fått fullt en half minuts belysning.

Därjämte bör påpekas en vid fälten 21, 22, 23, kanske 24 i ett par fall konstaterad, äfven här måhända något märkbar felkälla. Det är en sorts Vorbelichtung, beroende på att de för luminescensregistrering använda fälten i de tre nedersta raderna ju fått en

svag exponering, ehuru ej egentlig svärtning däraf orsakats, hvilket lätt låter kontrollera sig å de mellanliggande fälten. De här upptagna kurvorna — 25, 27 och 29 c, 37 och 39 a få sålunda diskuteras med hänsyn därtill, liksom kontroll tagits ur serier med fl. B, hvilkens i senare delar mycket långsamt afklingande luminescens tydligt visar på hvilka fält och huru mycket denna felkälla gör sig gällande. I de nyss anförda fem kurvorna skulle dess inflytande framträda i att exponenten α_2 skulle erhållas för låg.

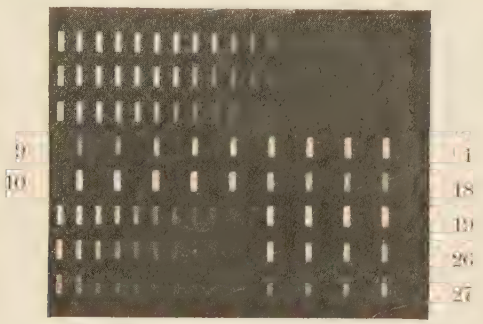


Fig. 38.

Att åter anföra, huru intensitetskurvan erhölls, torde vara öfverflödigt; det var efter den metod, som i det föregående framlagts.

Tab. 34 visar det egentliga observationsprotokollet: först uppmätningsresultaten i vinkelgrader och deras evaluering i svärtningsvärden; sedan de värden på log I, uttryckta i Sch.°, som ur intensitetskurvan bestämdes; det medelvärde, som därur erhölls, och till sist dettas motsvarighet i relativa intensiteter.

Mätningsresultatet är medelgodt; antalet fält, som blifvit ommätta, är något litet öfver medeltalet.

Dessa intensitetsvärden afsattes med I mot t — fig. 39 s. 144 — och en kurva lades genom dem, ur hvilken jämväl I_0 och $I_{0,5}$ extrapolerades. De så erhållna värdena, jämte deras beräkning, visar tab. 35.

Först tages log I, hvilken afsättes — fig. 40 s. 144. — Sedan drages den räta linje, som bäst kan ansluta sig till de senare af fälten — motsvarande log I_1, hvilken serie afläses därur. Så erhålles I_1 för olika t; den subtraheras. För resten $I_t - I_{1,t}$ tages åter log., hvilken nu afsättes mot $t^{1,4}$ — fig. 41 s. 145. — Punkterna visa sig ganska nära ligga på en rät linje. Häraf I_2.

Tab. 34.

Fält	1		2		3		1	2	3	M.	Int.
	φ	s	φ	s	φ	s					
1	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2	82,5	1,761	82,5	1,761	—	—	8,99	8,99	—	8,99	8,84
3	0,1	516	79,9	499	—	—	8,19	8,12	—	16	7,22
4	76,8	260	6,3	226	76,6	1,246	7,26	7,12	7,20	7,19	5,71
5	4,0	085	4,2	097	—	—	6,54	6,60	—	6,57	4,91
6	1,0	0,926	1,6	0,956	71,1	0,931	5,87	6,00	5,89	5,90	18
7	69,3	845	69,3	845	—	—	5,50	5,50	—	50	3,79
8	7,2	753	6,9	740	—	—	5,04	4,97	—	01	37
9	5,1	667	5,8	695	65,5	683	4,54	4,71	4,65	4,63	07
10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
11	83,8	1,928	83,9	1,942	—	—	9,52	9,58	—	9,55	10,13
12	1,1	610	1,2	620	—	—	8,51	8,53	—	8,52	7,87
13	79,1	431	79,2	439	—	—	7,89	7,91	—	7,90	6,78
14	5,9	200	5,8	193	—	—	7,02	6,99	—	01	5,47
15	4,2	097	4,2	097	—	—	6,60	6,60	—	6,60	4,95
16	1,9	0,971	2,0	0,976	—	—	6,08	6,09	—	09	37
17	0,0	878	69,8	869	—	—	5,64	5,60	—	5,62	3,90
18	68,0	787	8,1	792	—	—	5,21	5,23	—	22	54
19	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
20	83,7	1,914	83,7	1,914	—	—	9,49	9,49	—	9,49	9,97
21	1,5	651	1,9	694	81,7	1,672	8,64	8,79	8,72	8,72	8,27
22	79,3	447	79,7	481	79,3	447	7,93	8,07	7,93	7,96	6,89
23	7,7	323	7,7	323	—	—	7,50	7,50	—	50	16
24	5,2	156	5,2	156	—	—	6,83	6,83	—	6,83	5,24
25	2,8	019	3,1	035	—	—	6,27	6,33	—	30	4,60
26	1,0	0,926	1,2	0,936	—	—	5,87	5,91	—	5,89	17
27	69,3	845	69,0	832	—	—	5,50	5,44	—	47	3,77
28	7,1	749	7,2	753	—	—	5,02	5,04	—	03	37
29	5,8	695	5,6	687	—	—	4,71	4,67	—	4,69	12
30	3,9	620	4,0	624	—	—	4,24	4,28	—	26	2,81

Tab. 35.

	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0	5,5	6,0
Log I_2	0,725	560	340	050	9,710	345	8,940	600	—				
Log $I-I_1$	0,724	530	337	061	9,699	230	8,477		—				
Log I_1	0,847	805	763	722	681	639	596	554	512	469	427		
Log I	1,087	0,991	900	808	724	656	600	555	509	476			
I	12,32	9,79	7,95	6,42	5,30	4,53	3,98	3,59	3,23	2,95	—	—	—
I_1	7,03	6,40	5,78	5,27	4,80	4,36	3,95	3,58	3,25	2,94	—	—	—
$I-I_1$	5,29	3,39	2,17	1,15	0,50	0,17	0,03	—					
I_2	5,31	3,63	2,19	1,12	0,51	0,22	0,09	0,04					
Log I_2	0,730	575	370	095	9,775	430	050	8,630	—			—	—
Log $I-I_1$	0,747	579	366	076	9,756	462	114	8,477	—		—		
Log I_1	0,908	866	823	780	739	697	655	612	569	527	485	—	—
Log I	1,136	047	0,953	859	782	722	668	615	568	529	—	—	—
I	13,67	11,14	8,97	7,22	6,05	5,27	4,65	4,12	3,70	3,38	—	—	—
I_1	8,09	7,35	6,65	6,03	5,48	4,98	4,52	4,09	3,71	3,37	—	—	
$I-I_1$	5,58	3,79	2,32	1,19	0,57	0,29	0,13	0,03	—	—	—	—	—
I_2	5,37	3,76	2,34	1,25	0,60	0,27	0,11	0,04		—	—	—	—
Log I_2	0,660	520	330	085	9,795	490	150	8,770	—	—	—	—	
Log $I-I_1$	0,720	511	316	068	9,813	532	176	8,699	—	—	—	—	
Log I_1	0,932	890	848	806	763	721	679	638	596	555	513	471	430
Log I	1,140	041	0,960	879	810	748	693	644	598	555	513	471	430
I	13,80	11,00	9,12	7,57	6,46	5,60	4,93	4,40	3,96	3,59	3,26	2,96	2,69
I_1	8,55	7,76	7,05	6,40	5,79	5,26	4,78	4,35	3,95	3,59	3,26	2,96	2,69
$I-I_1$	5,25	3,24	2,07	1,17	0,65	0,34	0,15	0,05	—	—	—	—	—
I_2	4,57	3,31	2,14	1,22	0,62	0,31	0,14	0,06	—	—	—	—	—

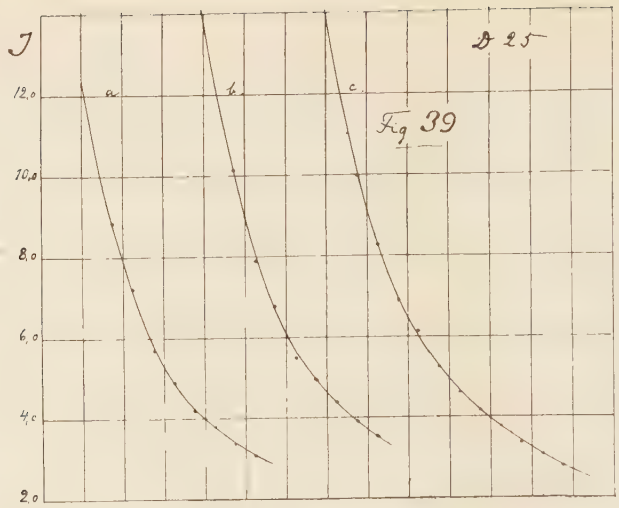


Fig. 39. $y = I$; $x = t$.

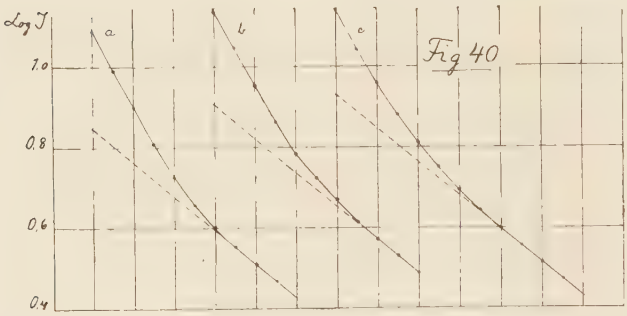


Fig. 40. $y = \log I$; $x = t$.

Ur de så bestämda linjerna erhålles, enligt formlerna

$$\alpha_1 = \frac{\log I_1 - \log I_{1,t}}{t \,.\, \log e}; \quad \alpha_2 = \frac{\log I_2 - \log I_{2,t}}{t^m \,.\, \log e};$$

a) $\alpha_1 = \dfrac{0{,}847 - 0{,}427}{5 \,.\, 0{,}434} = 0{,}19$; $\alpha_2 = \dfrac{0{,}725 - 8{,}600}{5{,}79 \,.\, 0{,}434} = 0{,}85$;

b) $\alpha_1 = \dfrac{0{,}908 - 0{,}485}{5 \,.\, 0{,}434} = 0{,}19$; $\alpha_2 = \dfrac{0{,}730 - 8{,}630}{5{,}79 \,.\, 0{,}434} = 0{,}84$;

c) $\alpha_1 = \dfrac{0{,}932 - 0{,}513}{5 \,.\, 0{,}434} = 0{,}19$; $\alpha_2 = \dfrac{0{,}660 - 8{,}770}{5{,}79 \,.\, 0{,}434} = 0{,}76$.

Således för

a) $$I = 7{,}03 \cdot e^{-0{,}19t} + 5{,}31 \cdot e^{-0{,}85t^{1{,}4}};$$

b) $$I = 8{,}09 \cdot e^{-0{,}19t} + 5{,}37 \cdot e^{-0{,}94t^{1{,}4}};$$

c) $$I = 8{,}55 \cdot e^{-0{,}19t} + 4{,}57 \cdot e^{-0{,}76t^{1{,}4}}.$$

En jämförelse mellan observerade och efter dessa formler beräknade intensitetsvärden ger tab. 36. Exponenten α_1 är lika för de olika serierna; den påverkas således icke af om substansen förut exciterats eller ej. I α_2 märkes en skillnad, dock ej så stor, att något påstående kan stödjas därpå och gående i den riktning, som sid. 141 antogs möjlig.

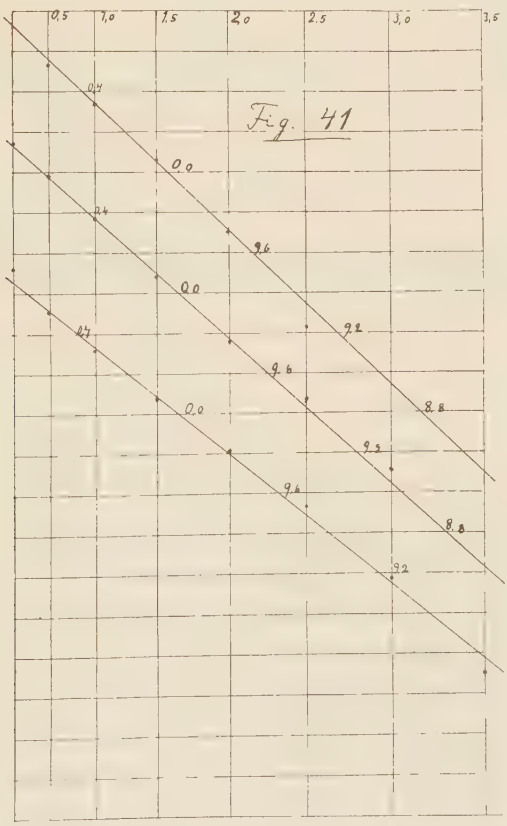


Fig. 41. $y = \log I$; $x = t^{1{,}4}$.

Tab. 36.

	1			2			3		
	Obs.	Ber.	Diff.	Obs.	Ber.	Diff.	Obs.	Ber.	Diff.
0,0	12,32	12,34	— 2	13,67	13,46	+ 21	13,80	13,12	+ 68
5	9,79	10,03	— 24	11,14	11,11	+ 3	11,00	11,07	— 7
1,0	7,95	7,97	— 2	8,97	8,99	— 2	9,12	9,19	— 7
5	6,42	6,39	+ 3	7,22	7,28	— 6	7,57	7,62	— 5
2,0	5,30	5,31	— 1	6,05	6,08	— 3	6,46	6,41	+ 5
5	4,53	4,58	— 5	5,27	5,25	+ 2	5,60	5,57	+ 3
3,0	3,98	4,04	— 6	4,65	4,63	+ 2	4,93	4,92	+ 1
5	3,59	3,62	— 3	4,12	4,13	— 1	4,40	4,41	— 1
4,0	3,23	3,25	— 2	3,70	3,71	— 1	3,96	3,95	+ 1
5	2,95	2,94	+ 1	3,38	3,37	+ 1	3,59	3,59	—
5,0	—	—	—	—	—	—	3,26	3,26	—
5	—	—	—	—	—	—	2,96	2,96	—
6,0	—	—	—	—	—	—	2,69	2,69	—

Luminescensintensiteten synes växa för hvarje ny excitering, hvad I_1 angår. I_2 är osäker.

1.

Resultat.

På detta sätt hafva genomräknats alla plåtar med upprepad excitering, för hvilka afklingningen i allmänhet registrerats under 4,5 minuter. De resultat rörande afklingningen, som så erhållits, äro sammanställda i tab. 37.

Af denna framgår, att under det för den senare delen af detta område visserligen olikheter i konstanten α_1 finnas mellan de olika serierna, visa dock såväl de värden, som höra till samma flusspatstycke, som de medelvärden, hvilka erhållits, rätt god konstans. Mindre sådan visa värdena för kurvans tidigare del, representerad af α_2. Härvid bör dock erinras, att denna del, på grund af den större osäkerheten i dithörande svärtningsbestämningar såväl vid

luminescens- som vid intensitetskurvans bestämmande, samt då extrapolering i den förra användts — hvartill dock naturligtvis hänsyn tagits under beräkningen — ej kan väntas gifva så jämna

Tab. 37.

	α_1			α_2		
Pl.	*a*	*b*	*c*	*a*	*b*	*c*
25	0,19	0,19	0,19	0,85	0,84	0,76
27	27	27	25	96	1,08	71
29	24	22	24	91	0,71	67
	0,23	0,23	0,23	0,91	0,88	0,71

	α_1				α_2			
Pl.	*a*	*b*	*a'*	*b'*	*a*	*b*	*a'*	*b'*
31 32	0,22	0,22	0,19	0,20	0,84	0,92	0,62	0,93
35—36	19	(26)	21	20	1,50	1,54	98	86
	0,21	(0,24)	0,20	0,20	1,17	1,23	0,80	0,90

	α_1					α_2				
Pl.	*a'*	*b*	*c*	*a'*	*b'*	*a*	*b*	*c*	*a'*	*b'*
37—38	0,22	0,18	0,20	0,21	0,24	0,84	0,83	0,66	1,46	1,54
39—40	19	19	23	20	18	79	1,70	95	12	0,75
	0,21	0,19	0,22	0,21	0,21	0,82	1,27	0,81	1,29	1,15

värden som kurvans senare delar. Någon bestämd förändring i viss riktning af konstanten med förutgående excitering kan dock ej påvisas.

Det kan här omnämnas, att den 1907 företagna undersökningen gaf ett värde, motsvarande $\alpha_1 = 0{,}30$.

Anmärkas bör här äfven, att plåtarna 35—40, ehuru tagna ur på samma sätt som de öfriga förvarade askar och behandlade med

största omsorg, visade sig vida starkare och något ojämnt slöjade — omkr. 0,50, under det förut slöjans svärtning varit omkr. 0,15—0,20 — hvarför ojämnheter i därur tagna siffror äro att vänta. Detta motväges ju, för intensitetskurvans del, af att vid dess beräkning sammanföras på olika delar af plåten tagna värden, men påverkar däremot direkt luminescensregistreringarna.

På ett annat sätt har äfven frågan undersökts genom att till en och samma skala — utgående från $I_{2,5} = 5{,}00$ — reducera de olika intensitetsserierna. Afklingningen påverkas ju häraf ej alls, men man kan erhålla mera riktiga medelvärden. På så sätt hafva sammanförts:

till Grupp I: de med lång, 1^h eller längre varande, kontinuerlig excitering erhållna, under 9′ följda serierna — pl. 16, 17, 19, 20, 23, 34;
till Grupp II: de med flera gånger förut exciteradt material tagna, till 7′ följda serierna — 25 c, 27 c, 29 c, 36 b, 40 b;
till Grupp III: de med omväxlande 30′ excitering, därefter 5′ afklingning tagna — pl. 25, 27, 29, 31—32, 35—36;
till Grupp IV: de med 10, 10, 10, 30, 10′ excitering samt däremellan 5′ afklingning tagna — pl. 37—38, 39—40.

För hvarje af dessa grupper, inom Gr. III och IV för de 4, resp. 5 olika afdelningarna därinom har medeltalet tagits, liksom inom de senare äfven ett allmänt sådant; de så erhållna värdena visar tab. 38.

För att se, i hvad mån dessa värden skulle tala för exponential- eller inversa kvadratformeln inom det område, de omfatta, samt för beräkning enligt förut gifven metod, har tab. 39 uppställts, hvari gifves log. I samt $\frac{1}{VI}$ för medeltalen. Fig. 42 åskådliggör dessa värden.

En beräkning enligt förut angifven metod visar, att samtliga kurvor, tagna för området $0 - 4{,}5'$, kunna uttryckas som

$$I = I_1 e^{-a_1 t} + I_2 e^{-a_2 t^{1,4}}.$$

Resultatet visar tab. 40. Det öfverensstämmer med den föregående tab. 37; hvarken mellan de olika grupperna eller inom dem kan någon bestämd gång påvisas. Det förefaller sålunda, med den noggrannhet, som dessa bestämningar tillåta, som om excitationen med radiumstrålar, hvilka på ett helt annat sätt än ljuset genom-

Tab. 38.

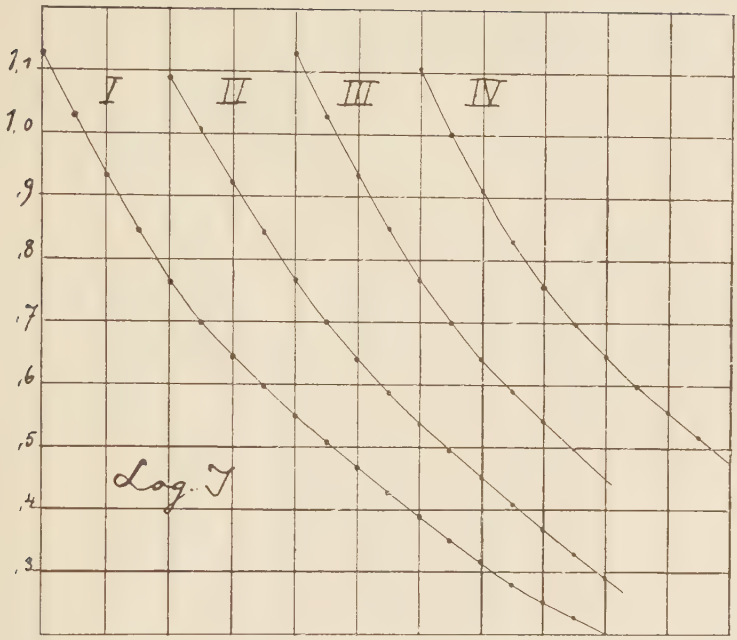
t	I	II	III: 1	2	3	4	M.	IV: 1	2	3	4	5	M.
0,0	13,46	12,34	13,97	14,32	12,32	13,77	13,60	11,41	12,69	12,83	14,43	12,70	12,81
5	10,70	10,25	10,91	11,19	10,32	10,61	10,76	9,53	9,73	10,30	10,90	9,94	10,08
1,0	8,59	8,34	8,81	8,87	8,43	8,39	8,63	8,06	7,91	8,38	8,45	7,88	8,14
5	6,98	6,96	7,15	7,10	7,02	6,86	7,03	6,78	6,63	6,91	6,84	6,61	6,75
2,0	5,81	5,86	5,83	5,86	5,89	5,80	5,85	5,72	5,69	5,82	5,73	5,68	5,73
5	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00	5,00
3,0	4,41	4,37	4,40	4,36	4,38	4,41	4,39	4,49	4,47	4,32	4,50	4,48	4,45
5	3,95	3,88	3,95	3,84	3,89	3,95	3,91	4,11	4,01	3,79	4,06	4,02	4,00
4,0	3,56	3,47	3,55	3,41	3,48	3,59	3,51	(3,73)	3,72	3,39	3,65	3,65	3,62
5	3,23	3,13	3,21	3,03	3,12	3,26	3,16	(3,47)	3,40	3,06	3,30	3,28	3,30
5,0	2,94	2,84	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5	2,67	2,56	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6,0	2,45	2,33	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5	2,24	2,14	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
7,0	2,08	1,96	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
5	1,92	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
8,0	1,79	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
5	1,69	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
9,0	1,59	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Tab. 39.

	Log I				$1/\sqrt{I}$			
t	I	II	III	IV	I	II	III	IV
0,0	1,129	1,091	1,132	1,108	0,273	0,285	0,271	0,280
5	029	011	032	003	306	312	305	315
1,0	0,934	0,921	0,936	0,911	342	346	340	350
5	844	843	847	829	379	379	377	385
2,0	764	768	767	758	415	414	414	417
5	699	699	699	699	447	447	447	447
3,0	644	641	643	648	476	479	477	475
5	597	589	592	602	503	508	505	500
4,0	551	540	545	559	530	536	534	525
5	509	496	500	519	557	565	562	550
5,0	468	453	—	—	584	595	—	—
5	427	408	—	—	612	625	—	—
6,0	389	367	—	—	639	655	—	—
5	350	330	—	—	669	684	—	—
7,0	318	292	—	—	693	715	—	—
5	283	—	—	—	722	—	—	—
8,0	253	—	—	—	747	—	—	—
5	228	—	—	—	770	—	—	—
9,0	201	—	—	—	793	—	—	—

arbeta preparatet, skulle afklinga lika, oberoende af om preparatet ännu kvarhåller energi från en föregående excitering eller ej.

Hvad de relativa intensiteterna angår, så torde för en jämförelse, i den mån den är möjlig, I_1, som beräknad ur pålitligare delar af kurvan, gifva de säkraste siffrorna. Tab. 41 sammanställer dessa värden; däraf synes framgå, att I_1 växer t. o. m. den tredje exciteringen; efter den synes icke tillväxt äga rum.



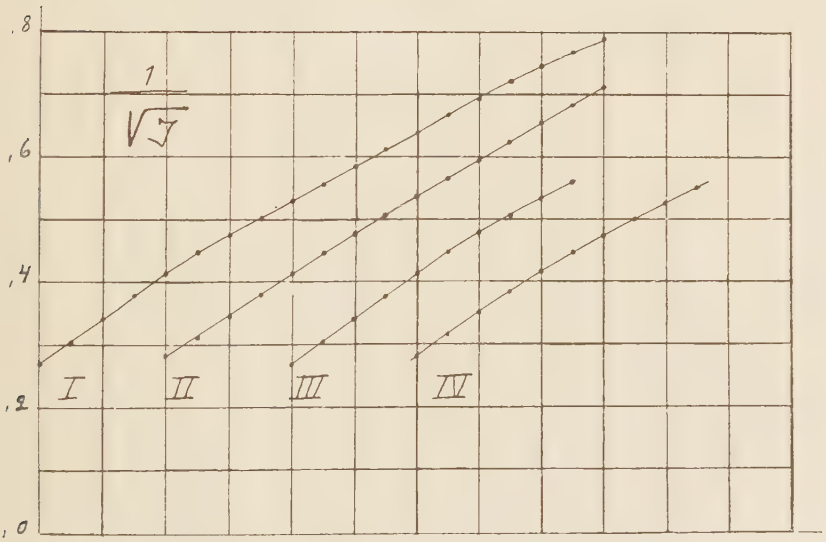


Fig 42 — se tab. 39 $y = \log i$, resp. $\frac{1}{\sqrt{I}}$; $x = t$.

Tab. 40.

	a_1	a_2	I_1	I_2
Gr. I	0,21	0,89	8,26	4,84
II	23	79	57	3,77
III	22	92	38	5,22
IV	20	96	00	4,86
III: 1	0,19	0,95	8,32	5,25
2	24	94	63	5,25
3	23	86	51	3,98
4	20	91	7,98	4,84
IV: 1	0,17	0,86	7,48	4,17
2	19	92	78	3,94
3	22	77	8,15	4,17
4	20	1,15	26	5,62
5	16	09	17	3,89

Tab. 41.

Plât	a	b	c		
25	7,03	8,09	8,55		
27	6,21	8,15	8,02		
29	5,79	7,13	8,13		
M.	6,34	7,79	8,23		
Plât	a	b	a'	b'	
31—32	8,63	8,67	7,80	7,33	
35—36	5,38	6,55	8,77	8,77	
M.	7,00	7,61	8,29	8,05	
Plât	a	b	c	a'	b'
37—38	7,02	7,13	8,11	8,09	8,41
39—40	5,88	6,97	9,57	8,32	7,80
M.	6,45	7,05	8,84	8,21	8,12

Hvad flusspaten B. beträffar, har å pl. 33 två kurvor upptagits, den ena med först all energi utdrifven genom stark upphettning, sedan 5^h excitering, 10′ afklingning, därpå för den andra $15\,^1/_4{}^h$ excitering. Resultatet blef:

1) $$I = 8{,}36 \,.\, e^{-0{,}014\,t} + 2{,}95\, e^{-0{,}21\,t^{1{,}4}},$$

2) $$I = 10{,}33 \,.\, e^{-0{,}014\,t} + 2{,}11\, e^{-0{,}18\,t^{1{,}4}}.$$

Äfven här synes afklingningen ej ändras af föregående excitering. Det långsamt afklingande bandet tilltager äfven långsammare. Tre andra plåtar visa, att äfven här intensiteten till en början hastigare afklingar; sedan synes ett exponentiellt uttryck kunna användas.

Man finner å pl. 26: 10′—30′ $\alpha = 0{,}009$;
28: 12′ 21′ $\alpha = 0{,}009$;
30: 14′ 26′ $\alpha = 0{,}007$.

Sammanfattning.

1. Metoder och apparater hafva utarbetats för att å en och samma plåt, i en och samma sensitometer kunna erhålla kontinuerliga och intermittenta tidsskalor, de förra så anordnade, att ur dem intensitetsskalor kunna beräknas. De svärtningskurvor, som motsvara dessa olika skalor, hafva härvid undersökts; om ett rätlinigt förlopp kan man med något berättigande tala endast hos med intermittent belysning erhållna tidsskalor, och ej alltid där; för öfrigt erhöllos kontinuerligt krökta kurvor. Normalsvärtningsområdet visade sig, som väntadt, vara blott en approximation.
2. Med dessa metoder har å ett antal plåtar intensitetsförsvagningen bestämts, hvarvid en äfven för de små intensitetsdifferenser, som användts, märkbar, om ock liten variation hos den Schwarzschild'ska exponenten konstaterats.
3. Å samma plåtar har intermittensförsvagningen Δ' bestämts, hvarvid som resultat erhållits:
   1) Kurvans $\Delta' = f(D')$ allmänna form, hvilken visar sig vara olik den för motsvarande intensitetsförsvagning. Ett infotograferande af jämförelseskalor med intermittent belysning för bestämning af intensiteter, som föreslagits af Schwarzschild, Eder och Weber, är således ej att tillråda.
   2) Om belysningens intensitet hålles lika, men den totala belysningen ökas, synes försvagningen något tilltaga; detta dock ej säkert, och i hvarje fall ej mycket.
   3) Om intensiteten ändras, men den totala belysningen hålles lika, ökas försvagningen starkt, då intensiteten minskas; denna ökning växer med förhållandet paus : belysning.
   4) Äfven om intermittensen är långsam och enkelbelysningarna sådana, att hvar och en af dem ger framkallningsbar svärtning, adderas ej belysningarna, utan deras sammanlagda verkan är förminskad.

4. Med stöd af i det föregående gjorda erfarenheter har luminescensen från med β- och γ-strålar exciterad flusspat undersökts. Därvid har, i motsats till hvad för andra luminescerande substanser med fotoexcitering visats, någon ändring af hastigheten hos afklingningen ej kunnat påvisas, vare sig flusspaten var förut exciterad eller icke. För luminescensens gröna hufvudband kunde under en ganska lång period exponentialformeln tillämpas.